

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Навчальний посібник
для студентів денної та заочної форм навчання

КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА
Частина 2

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол №5 від 24.01.2019 р.) за поданням Вченої ради Факультету електроніки (протокол №12/2018 від 27.12.2018 р.)

КИЇВ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

Навчальний посібник «Квантова електроніка». Частина 2. Для студентів факультету електроніки КПІ ім. Ігоря Сікорського усіх форм навчання /Шмирьова Л.М., Бевза О.М., Слободян Н.В. – К.: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 101 с.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол №5 від 24.01.2019 р.) за поданням Вченої ради
Факультету електроніки (протокол №12/2018 від
27.12.2018 р.)*

Навчальне видання

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК
«КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА»
ЧАСТИНА 2

для студентів факультету електроніки КПІ ім. Ігоря Сікорського

Автори: *Людмила Миколаївна Шмирьова – кандидат техн. наук, доцент*
Олег Миколайович Бевза – старший викладач
Ніна Вячеславівна Слободян – кандитат техн. наук

Відповідальний
редактор: *Л.Д. Писаренко, д-р. техн.. наук., проф.*

Рецензент: *Т.Л. Волхова*

КИЇВ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2019

ЗМІСТ

| | |
|--|----|
| Тема 4. ТИПИ ЛАЗЕРІВ_____ | 5 |
| 4.1. Оглядова характеристика різних типів лазерів_____ | 6 |
| 4.2. Перебудовувані лазери_____ | 9 |
| 4.3. Високопотужні лазери_____ | 11 |
| 4.4. Надкороткі світлові імпульси_____ | 12 |
| 4.5. Основні характеристики і параметри лазерів_____ | 14 |
| Тема 5. ЛАЗЕРНІ ПЕРЕХОДИ В НЕЙТРАЛЬНИХ АТОМАХ_____ | 20 |
| 5.1. Загальна характеристика газових лазерів_____ | 21 |
| 5.2. Гелій-неонові лазери_____ | 24 |
| 5.3. Принцип дії іонного лазера_____ | 28 |
| 5.4. Молекулярні лазери_____ | 32 |
| Тема 6. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ_____ | 42 |
| 6.1. Основні фізичні процеси в напівпровідниковому активному середовищі_____ | 44 |
| 6.2. Принцип дії і конструкція інжекційних лазерів_____ | 49 |
| Тема 7. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЛАЗЕРИ_____ | 58 |
| 7.1. Рубінові лазери_____ | 59 |
| 7.2 Лазери на алюмоітрієвому гранаті з неодимом_____ | 63 |
| 7.3 Лазер з призмовим затвором_____ | 64 |
| 7.4. Ербієві та гольмієві лазери_____ | 67 |
| 7.5. Волоконні лазери_____ | 69 |
| Тема 8. ЛАЗЕРИ НА БАРВНИКАХ_____ | 73 |
| 8.1. Властивості лазерів на барвниках_____ | 73 |
| 8.2. Збудження за допомогою ламп-спалахів_____ | 76 |
| 8.3. Збудження з допомогою лазера_____ | 77 |
| Тема 9. ЛАЗЕРИ НА ЕКСИМЕРІ_____ | 81 |
| 9.1. Енергетичні рівні_____ | 82 |
| 9.2. Конструктивне виконання_____ | 84 |
| 9.3. Частотна селекція для літографських лазерів_____ | 88 |

| | |
|--|-----|
| Тема 10. РЕЗОНАТОРИ | 90 |
| 10.1. Призначення резонаторів. Моді коливань | 90 |
| 10.2. Добротність резонатора. Види втрат | 94 |
| 10.3. Типи резонаторів | 96 |
| 10.4. Внутрішні типи коливань | 97 |
| 10.5. Селекція видів коливань | 98 |
| ЛІТЕРАТУРА | 100 |

Тема 4. ТИПИ ЛАЗЕРІВ

Штучно створене слово «лазер» є похідним від англійського «light amplification by stimulated emission of radiation» і означає основоположний процес «посилення світла шляхом індукованого випромінювання», що веде до генерації лазерного випромінювання. Про індуковане, або вимушене випромінювання писав ще Ейнштейн у 1905 р у зв'язку з законом випромінювання Планка: атоми під впливом зовнішнього випромінювання переходять у стан з меншою енергією та випромінюють при цьому електромагнітні хвилі. Але тільки в 1960 р вдалося залучити цей процес для генерації когерентного випромінювання. Отже, посилюване випромінювання пропускають через середовище, в якому за допомогою допоміжного випромінювання або іншим шляхом створюють надлишкову порівняно з рівноважною концентрацію атомів інших частинок або їх систем на верхніх енергетичних рівнях, що відповідають збудженим станам. Використовувані до того джерела світла — Сонце, лампи розжарювання та газорозрядні лампи — посиляють свої промені у всі напрямки простору з відносно невизначеною частотою, в той час як лазер, на відміну від них, випромінює добре сфокусований пучок з чітко фіксованою частотою.

Ненаправлене випромінювання традиційних джерел світла є результатом статистичного спонтанного випромінювання збуджених атомів даного джерела. У лазера ж внаслідок індукованого випромінювання світла атомів пов'язується, утворюючи майже плоску світлову хвилю, з певною частотою. Напрямок поширення цієї хвилі визначається двома дзеркалами, розташованими паралельно уздовж поздовжньої осі лазерної речовини які утворюють так званий оптичний резонатор.

Сьогодні відомі десятки тисяч самих різних лазерних переходів, що генерують випромінювання в діапазоні довжин хвиль від менше 0,01 мкм до 1000 мкм і покривають, таким чином, спектральні області м'якого рентгенівського випромінювання, ультрафіолетового, видимого та інфрачервоного випромінювання, а також діапазон міліметрових хвиль.

На відміну від випромінювання звичайних джерел світла, лазерний пучок відрізняється наступними властивостями:

- незначною шириною спектральних ліній,

- гострою спрямованістю (малим кутом розбіжності),
- високою інтенсивністю випромінювання, або енергією пучка,
- здатністю до генерації надкоротких світлових імпульсів.

Мала ширина спектральної лінії пояснюється високою стабільністю частоти, монохроматичністю, або однобарвністю світла, а також хорошою часовою когерентністю. Гостра спрямованість лазерного пучка означає малу кутову ширину і пов'язана з високою просторовою когерентністю.

4.1. Оглядова характеристика різних типів лазерів

Лазери можуть визначатися на основі безлічі ознак, але найчастіше використовується наступна класифікація:

- твердотільні лазери,
- рідинні лазери,
- газові лазери,
- лазери на вільних електронах,
- інші.

тобто за принципом агрегатного стану лазерної речовини. Серед твердотільних лазерів особливе значення мають класичні типи з оптичною накачкою, а також напівпровідникові інжекційні лазери. З рідинних виконань широко поширені поки тільки лазери на барвниках.

Найважливішою проблемою при створенні лазера є збудження активного середовища, формування так званої інверсії населеностей, яка призводить до посилення світла. Енергія, необхідна для збудження активного середовища лазера, може підводитися різними способами. Перший рубіновий лазер збуджувався шляхом опромінення світлом, що послужило прикладом для багатьох інших лазерів. Подібні пристрої називають лазерами з оптичною накачкою. За таким принципом можна створювати системи з накачуванням електронними променями або іншим корпускулярним випромінюванням. Не слід плутати їх з лазерами на вільних електронах, у яких самі електрони є лазерним середовищем. Гази можуть

збуджуватися на основі подачі електроенергії, і тоді ми отримуємо клас газорозрядних лазерів. Пряме електричне збудження можливо із застосуванням напівпровідників, в результаті чого формується група інжекційних або діодних лазерів. Отже, за способом збудження лазерної речовини виділяються наступні типи лазерів:

- 1.1. лазери з оптичним накачуванням (збудження за допомогою лампи-спалаху, лампи безперервного горіння, іншого лазера, світлодіода),
- 1.2. лазери з електронно-променевою накачуванням (представлені, наприклад, спеціальними типами газових та напівпровідникових лазерів),
- 1.3. газорозрядні лазери (наприклад, у тліючих розрядах, дугових розрядах, розрядах на порожнистих електродах),
- 1.4. інжекційні, або діодні лазери (з збудженням за рахунок проходження струму в напівпровіднику),
- 1.5. хімічні лазери (з збудженням на основі хімічної реакції),
- 1.6. газодинамічні лазери (з створенням інверсії населеностей шляхом розширення гарячих газів),
- 1.7. лазери з ядерним накачуванням (з збудженням за допомогою випромінювання з атомного реактора або в результаті ядерного вибуху).

Різні лазерні системи мають свої особливі властивості, причому вдосконалені лазери сучасного рівня характеризується, зокрема, наступними максимальними показниками:

| | |
|--|------------------------------|
| - діапазон довжин хвиль | от 10 нм...1 мм |
| - стабільність частоти | 10^{15} |
| - потужність лазерів безперервної дії | 10^6 Вт |
| - пікова потужність імпульсних лазерів | 10^{13} Вт |
| - максимальна інтенсивність імпульсних лазерів | 10^{20} Вт/см ² |
| - найменша тривалість імпульсу | 10^{-15} сек |

У режимі <CW> потужність випромінювання вказується у ватах. Стосовно імпульсного лазера можна навести кілька характерних параметрів: енергія імпульсу

W (у джоулях), тривалість імпульсу t і часовий міжімпульсний інтервал T . Звідси можна обчислити максимальну пікову потужність P_{\max} :

$$P_{\max} = W/t$$

Для середньої потужності P отримуємо:

$$P = \frac{W}{T} = W f_p ,$$

де f_p — є частота повторення імпульсів.

Різні лазери з урахуванням їх активного середовища класифіковані як газові, рідинні і твердотільні лазери. Найважливішими рідкими лазерними речовинами є фарбувальні розчини. Лазери на склі розраховані переважно на електричний спосіб збудження за принципом газового розряду, виключаючи довгохвильові молекулярні лазери, які у більшості випадків передбачено для оптичної накачки лазерами CO_2 . Твердотільні лазери і лазери на барвниках мають оптичну накачку з допомогою газорозрядних ламп або інших лазерів. Накачування найпопулярнішого з твердотільних виконань — лазера на алюмоітрієвому гранаті, легovanому неодимом (Nd: ІАГ), відбувається, наприклад, у безперервному режимі з допомогою дугових газорозрядних ламп з криптоновим наповненням, а в імпульсному режимі — за допомогою ксенонових ламп-спалахів. Лазери на барвниках найчастіше мають оптичну накачку з допомогою іонних лазерів на інертному газі або лазерів на ексимері. Інжекційні напівпровідникові лазери, що називають часто просто напівпровідниковими або діодними лазерами, утворюють особливий клас твердотільних лазерів. Тут має місце пряме електричне збудження, тобто перетворення електричної енергії в світ без газового розряду. Завдяки такому безпосередньому перетворенню зазначені системи мають досить високий коефіцієнт корисної дії. Вони, крім іншого, відносно прості у виконанні і відрізняються компактною конструкцією. Недоліком комерційних діодних лазерів — у порівнянні з газовими та твердотільними пристроями є велика конусність пучка і значна спектральна ширина виведеного випромінювання, а також обмежений поки спектр світлового випромінювання — жовтий, червоний до інфрачервоного. Між тим, в

Японії вже були успішно випробувані діодні лазери зеленою, синьою і ультрафіолетовою областями спектру. Вся видима і ультрафіолетова області спектра не можуть покриватися інжекційними напівпровідниковими лазерами. Якщо ж ці властивості не настільки важливі для конкретного застосування, то напівпровідникові лазери — завдяки своїй компактності і високому ккд — зазвичай вважаються кращими за всі інші типи.

4.2. Перебудовувані лазери

Всі лазери можуть перебудовуватися по частоті в межах певного діапазону Δf . Шляхом диференціювання рівняння $f = c / \lambda$ отримуємо:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda},$$

де $\Delta \lambda$ є перебудовується діапазон довжин хвиль, а f і λ показують середню частоту і відповідно, середню довжину хвилі.

У класичного гелій-неонового лазера ширина смуги частот становить близько $\Delta f = 10^9$ Гц при центральній частоті порядку $f = 5 \cdot 10^{14}$ Гц. Відносний діапазон перебудови досягає, таким чином, $\Delta f / f = 2 \cdot 10^{-6}$. Взагалі, про перебудовуваний лазер у вузькому сенсі можна говорити лише в тому випадку, коли $\Delta f / f$ показує значно ширший діапазон:

$$\Delta f / f = |\Delta \lambda / \lambda| = \text{от } 10^{-2} \text{ до } 10^{-1}.$$

З існуючих на даний час перебудовуваних лазерних систем найпоширенішими вважаються лазери на барвниках. На основі різних фарбувальних розчинів може генеруватися ультрафіолетове, видиме і інфрачервоне випромінювання з довжиною хвилі від 0,3 до 1,5 мкм. Діапазон перебудови знаходиться на рівні приблизно $\Delta f / f = 5 \dots 15$ %. Лазери на барвниках можуть мати оптичну накачку з використанням лампи-спалаху. Проте випромінювання більш високої якості досягається при збудженні з допомогою твердотільних або газових лазерів, так що в результаті виходять пристрої комбінованого типу.

Подібним чином конструюються і лазери на центрах забарвлення, рекомендовані, насамперед, для ближнього ІЧ-діапазону до 3 мкм. В якості лазерного середовища тут знаходить застосування кухонна сіль та інші кристали галогенідів лужних з різними домішковими центрами.

Оскільки деякі барвники і центри забарвлення часом не дуже стійкі в якості лазерних речовин, розробляються твердотільні лазери з використанням оксидних і фторидних кристалів, легованих іонами різних металів. Найвідомішим з таких лазерів є титан-сапфіровий ($\text{Ti, Al}_2\text{O}_3$), що має широкий діапазоном перебудови від 700 до 1050 нм і більш високий коефіцієнт корисної дії, ніж лазер на барвнику. У ближньому ІЧ-діапазоні вище 700 нм подібні твердотільні лазери практично витіснили лазери на барвниках і лазери на центрах забарвлення. Слід, однак, відзначити, що досі не існує лазера такого типу для видимої області спектра.

В якості перебудовуваних джерел для ультрафіолетової області спектра пропонуються лазери на ексимері, що мають, досить малі відносні діапазони перебудови — до 1 %. Для отримання більш широких діапазонів пропонується звернутися до довгохвильових перебудовуваних лазерів, що допускають подвоєння частоти. Існують і інші способи ефективного перетворення частоти.

Для середнього і далекого ІЧ-діапазонів рекомендуються молекулярні лазери, численні лінії яких дозволяють здійснювати перебудову в переривистому режимі — від лінії до лінії. При високих тисках має місце сильне уширення ліній, так що вони накладаються один на одного, що в підсумку забезпечує безперервну перебудову.

Напівпровідникові лазери можуть перебудовуватися шляхом зміни струму збудження або варіювання температури, причому досягається перебудова в діапазоні від 0,1 до 1 %. За допомогою лазерних діодів з різних матеріалів або систем з домішковими кристалами вдається покрити діапазон від 0,38 до 30 мкм.

4.3. Високопотужні лазери

Слід розрізняти дані потужності для неперервних та імпульсних систем, причому в імпульсному режимі генерації, як правило, досягаються значно більш високі показники.

Найчастіше використовуються такі високопотужні установки, як CO_2 - і твердотільні лазери, особливо Nd: ІАГ-лазер (на алюмоітрієвому гранаті, легovanому неодимом), які знаходять широке застосування, зокрема, в обробці матеріалів, а при меншій потужності — в хірургії. Звичайні CO_2 -лазери комерційного призначення з довжиною хвилі 10,6 мкм наближаються до діапазону потужності до 100 кВт, в той час як Nd: ІАГ-лазери з довжиною хвилі 1,06 мкм пропонуються з потужностями близько 5 кВт. Випромінювання Nd: ІАГ-лазера можна передавати через скляні лазери, що дає значну перевагу порівняно з CO_2 -лазерів.

З допомогою імпульсних лазерів на склі з неодимом в період їх максимальних потужностей досягається близько 10 терават (ТВт) = 10^{13} ват з тривалістю випромінювання порядку 1 нс = 10^{-9} сек. Настільки високі потужності необхідні, наприклад, для попередніх досліджень у сфері ініційованого лазерним випромінюванням ядерного синтезу і можуть бути реалізовані лише в деяких лабораторіях світу, так як для цієї мети потрібні дуже великі установки. При вивченні ядерного синтезу використовуються також великі CO_2 - та йодні лазерні системи. Подібні високі імпульсні потужності отримують і з допомогою лазерів з свехкороткими імпульсами (наприклад, на Ті-сапфірі) при тривалості імпульсів до одиниць пікосекунд (пс) і фемтосекунд (фс).

При стандартному настільному виконанні можна з допомогою твердотільних лазерів реалізувати в імпульсному режимі потужності в кілька гігават (ГВт) = 10^9 Вт.

Лазери на ексимері отримали останнім часом бурхливий розвиток, так що зараз у них цілком досяжні такі ж середні потужності, що і з допомогою твердотільних лазерів. Нагадаємо, однак, що тут поки можливий виключно імпульсний режим роботи. До переваг можна віднести значно більш коротку довжину хвилі, завдяки чому вдається ефективно впливати на механізми взаємодії

лазерного випромінювання з оброблюваними матеріалами. У той час як, наприклад, у сфері обробки матеріалів із застосуванням твердотільних і CO₂-лазерів особливу роль грають переважно теплові процеси, у разі лазерів на ексімері можливо пряме руйнування хімічних зв'язків. В результаті цього вдається в пластмасах або в оці пацієнта виконувати надзвичайно тонкі розрізи без термічного зміни матеріалу поряд з краєм розрізу.

Максимальні безперервні потужності в кілька мегават (МВт) = 10⁶ ват досягаються хімічними HF - або DF-лазерами. Установки такого роду створюються, зокрема, для проведення досліджень в області ракетної зброї, на практиці майже не знаходять застосування. Також і інші лазерні системи (наприклад, лазери на вільних електронах) в рамках військової програми запроектовані з розрахунком на високі потужності, але подальшого поширення поки не отримали.

Широке і різноманітне застосування повинні знайти в майбутньому високопотужні напівпровідникові лазери — не в останню чергу, завдяки їх компактному виконанню, високому ккд і довжині хвилі близько 800 нм, що дуже зручно при передачі інформації по скловолоконам. Досі досягалися потужності 1 кВт. Одержувана при цьому конусність пучка поки ще досить велика, тобто якість випромінювання залишається невисоким. Тим не менше, і тут вже є обнадійливі результати, що дозволяють розраховувати на непогану перспективу.

4.4. Надкороткі світлові імпульси

Лазери (наприклад, з довжиною хвилі 800 нм) можуть генерувати надкороткі світлові імпульси — до 1 фемтосекунди (фс): 10⁻¹⁵ сек.

Спектральний аналіз короткого імпульсу дає смугу частот Δf пов'язану з шириною імпульсу t за допомогою наступного рівняння:

$$\tau \geq \frac{1}{2\pi\Delta f}.$$

Замість множника $1/2 \pi$ тут іноді вибирається залежна від форми імпульсу постійна, яка може приймати значення від 0,1 до 1. У результаті генерації вищих гармонік в газах можуть бути представлені ще більш короткі імпульси — в діапазоні аттосекундному ($1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ сек}$), причому енергія фотона приблизно дорівнює 100 еВ, а довжина хвилі становить близько 15 нм.

Звідси випливає, що для генерації короткого світлового імпульсу годяться тільки лазери, що мають широкі спектральні зони випромінювання. З цієї причини в даний час найбільш короткі імпульси генеруються Ті-сапфіровими лазерами (раніше – лазерами на барвниках), накачка яких здійснюється з допомогою лазерів на неодимовому склі з подвоєною частотою або аргонових лазерів в зеленій області спектру. Титан-сапфіровий лазер функціонує не на основі певної частоти випромінювання, а на виведенні багатьох поздовжніх мод, що дає широкий спектр частот. В силу пасивної синхронізації мод встановлюється єдина фаза мод, так що внаслідок перекриття виходить короткий імпульс шириною всього кілька фемтосекунд. З лазерів на барвниках можливе досягнення тривалості імпульсів близько 20 фс. Для подальшого укорочення імпульсів можна вдаватися до їх стиснення.

Також і на основі синхронізації мод інших лазерів можуть генеруватися короткі світлові імпульси, але — при малій ширині ліній — отримана тривалість імпульсів буде більше. За допомогою лазерів на склі з неодимом можливе досягнення тривалості імпульсів порядку 10^{-12} секунди = 1 пікосекунди (пс), а за допомогою газових лазерів — до 100 пс.

Короткі лазерні імпульси дозволяють вивчення швидко протікаючих процесів – в біології, хімії та техніці. Тут доречно згадати про часову мікроскопію високої роздільної здатності. У фемтосекундному діапазоні розроблені для цієї мети методи не мають собі рівних, оскільки електрична вимірювальна техніка обмежена пікосекундними одиницями і більш довгим часом спрацьовування.

4.5. Основні характеристики і параметри лазерів

4.5.1. Основні вимоги до активних речовин (АР)

До активних речовин ОКГ висуваються наступні вимоги:

- ширина спектральної лінії випромінювання атома повинна бути як можна вужче;
- спектральна область збудження (смуга поглинання) має бути як можна ширше і збігатися з максимумом спектрального розподілу джерела накачування;
- поглинання енергії при безвипромінювальному переході має бути мінімальним;
- час життя збудженого атома в метастабільному стані має бути якомога більшим і принаймні перевищувати час життя атома на нижньому енергетичному рівні;
- робочий перехід повинен мати достатньо високий квантовий вихід;
- твердотільні активні речовини повинні мати оптимальні властивості (однорідність, відсутність внутрішніх коливань), достатню оптичну стійкість і механічну міцність;
- кристалічні основи твердотільних АР повинні мати хорошу теплопровідність, щоб енергія, яка передається кристалічній ґратці в результаті безвипромінювальних переходів, і енергія, поглинена при опроміненні джерелами накачування, могла швидко розсіятися.

Перша вимога обумовлена необхідністю отримання монохроматичного випромінювання, що має високий ступінь когерентності. Ширина спектральної лінії атома сильно залежить від температури, концентрації іонів та досконалості кристалічної структури твердотільних АР. Це та інші фактори впливають і на ширину лінії випромінювання.

Необхідність широкої смуги поглинання пов'язана з вимогою максимального використання енергії джерела накачування, яке є зазвичай широкосмуговим

джерелом світла. Чим ширше смуга поглинання АР, тим більша частина енергії джерела накачування буде брати участь у збудженні, тим вище η ОКГ.

Чим більше час життя збудженого атома в метастабільному стані, тим менше буде самовільних (спонтанних) переходів, тим легше створити інверсну населеність. Якщо час життя збудженого атома на нижньому рівні більше часу життя на верхньому енергетичному рівні, інверсія населеності отримана бути не може, оскільки збуджені частинки будуть накопичуватися не на правому, а на нижньому рівні робочого переходу. В якості газів, що використовуються як АР, застосовується Ne, суміш Ne-He, He, Ar, Kr, Hg, O₂, окис вуглецю, пари води, Cs і т. д.

До твердих АР відносяться: окиси елементів III групи: рубін, гранати, окиси рідкісноземельних елементів – окиси лантану з домішкою ербію, оксид ітрію; матеріали на основі кисневих сполук елементів V гр. Сюди відносяться фосфати, матеріали на основі кисневих сполук елементів групи – вольфрамати, молібдени. Застосовують аморфні АР. Сюди відноситься скло, активоване Nd³⁺.

Рідини також застосовуються в якості активних речовин. Вони мають ряд переваг порівняно з твердими АР. Рідину можна зробити абсолютно однорідною у великому об'ємі, що дозволяє істотно збільшити граничний рівень енергії випромінювання. Рідини мають постійні оптичні характеристики. Крім того вони дешеві. Рідкі активні середовища поділяються на 3 групи: розчини рідкоземельних елементів в органічних розчинниках; розчини органічних барвників; розчини неорганічних сполук рідкоземельних елементів. Наприклад, розчин радамина, дейтерій-бензол, толуол, нітробензол, бензол і т. д.

В якості АР для напівпровідникових лазерів застосовують арсенід галію, арсенід індію, сульфат свинцю, фосфат індію і т. д. В даний час створені квантові прилади, які дозволяють отримати випромінювання в діапазоні $>10000\text{м}$ до 760 мкм у видимій частині спектру: $0,76\text{-}0,4\text{ мкм}$, ультрафіолетовій $400\text{-}5\text{нм}$ в інфрачервоній $750\text{-}0,75\text{ мкм}$.

4.5.2. Основні параметри

Основними характеристиками ОКГ, що визначають можливості їх використання:

1) Довжина хвилі або частота випромінюваних електромагнітних коливань. Сучасні ОКГ мають широкий спектр електромагнітних хвиль. Використання коливань високої частоти до 10^{15} Гц дозволяє використовувати для передачі інформації дуже хороші хвилі. Із зменшенням довжини хвилі розширюється смуга пропускання лінії зв'язку, тому можна передати велику кількість інформації. В сантиметрових діапазонах можна одночасно передавати не більше 100 телевізійних програм або 100 тис. телефонних розмов. В оптичному діапазоні кількість телевізійних програм зростає до 10 млн, а можлива кількість телефонних розмов до 10 млн.

2) Потужність випромінювання в безперервному (Р) або в імпульсному режимі (P_u). Імпульсний режим характеризується так само тривалістю імпульсу τ_u частотою проходження імпульсів F_u , середньою потужністю $P_{cp} = P_u \tau_u F_u$ і енергією випромінювання в імпульсі $E_u = P_u * \tau$.

Потужність випромінювання в безперервному режимі більшості газових ОКГ складає одиниці – сотні ватт. У безперервному режимі може досягати і десятки кВт. Потужність випромінювання твердотільних і рідинних ОКГ в безперервному режимі невеликі і становлять приблизно десятки мВт, а в імпульсному режимі може перевищувати 100 ГВт при τ кілька нс.

Потужність випромінювання сучасних напівпровідникових ОКГ коливається в межах: сотні мВт – одиниці Вт в безперервному, десятки Вт – сотні кВт в імпульсному режимах.

Енергія випромінювання в імпульсі в твердотільних і рідинних ОКГ досягає 1000 Дж. Настільки значна енергія концентрується зазвичай в невеликому обсязі, що дозволяє використовувати ОКГ в системах зв'язку з надзвичайно віддаленими об'єктами, в установках для зварювання найбільш тугоплавких матеріалів і для інших цілей. Так, якщо сфокусувати випромінювання потужністю 10^9 Вт в пляму діаметром 10^{-2} мм, то щільність потужності становить 10^{15} Вт/см². При впливі такої щільності будь-який матеріал негайно випарується.

3) Кутова розбіжність луга (θ)

Важливою особливістю когерентного оптичного випромінювання є те, що фронт плоскої хвилі з кінцевою площею і з однорідною тимчасовою фазою поширюється як паралельний промінь. Ширину такого променя за допомогою системи лінз можемо звужити до граничного кута θ_0 , обмежуваного явищами дифракції, який визначається за формулами:

$$\theta_0 = \frac{1M\lambda}{D}$$

D – діаметр випромінювача.

Розбіжність променя сучасних газових ОКГ становить десятки кутових секунд-одиниці кутових хвилин, твердотільних і рідинних – десятки частки градуса, напівпровідникових ОКГ – одиниці градусів. Висока спрямованість випромінювання ОКГ забезпечує велику дальність і прихованість інформації, значно покращує перешкодозахищеність приймальних пристроїв з малим кутом зору.

4) Спектр випромінювання визначається інтервалом частот електромагнітних коливань, що генеруються ОКГ. Найменша ширина спектральної лінії випромінювання поки у газових ОКГ. (10^6 - 10^8 Гц). У твердотільних і рідинних ОКГ вона становить ≈ 1000 Гц, а у ПОКГ – 10000 Гц ($0,05$ нм). Спектр випромінювання ОКГ обумовлює часову і просторову когерентність, а також розбіжність променя.

5) Коефіцієнт корисної дії ОКГ (η), що визначається відношенням потужності випромінювання до потужності джерела накачування, виражається в %. К. к. д. більшості газових, твердотільних, рідинних ОКГ становить частки %. Однак у деяких газових ОКГ на суміші ($N_2 - CO_2$) отримані η до 15%. Найбільший η мають ПОКГ до 75%. При конструюванні оптичних генераторів і підсилювачів важливими є: вибір активної речовини та способу її збудження, вибір електро-динамічної системи (резонатора), що забезпечує ефективну взаємодію поля з активною речовиною. Для виконання умов самозбудження, як ми вже розглянули, необхідно створити інверсну населеність енергетичних рівнів.

Поряд з такими характеристиками лазерів, як:

— довжина хвилі, частота;

- потужність, енергія;

- тривалість імпульсів, ϵ і інші важливі параметри, які будуть розглянуті нижче. Це:

- коефіцієнт корисної дії, технічні витрати,

- профіль пучка, структура поперечних мод, просторова когерентність,

- розбіжність пучка, можливість фокусування;

- поляризація,

важливе значення мають і властивості стабілізації.

стабільність амплітуди (короткочасні флуктуації, довготривалий дрейф безперервних лазерів),

- амплітуди імпульсів, тривалість імпульсів і зміна форми імпульсів у імпульсних лазерах, коливання частоти слідування імпульсів («тремтіння»),

- стабільність частоти, ширина лінії, тимчасова когерентність,

- стабілізація за напрямом, стабілізація по поляризації.

Знання перелічених параметрів абсолютно необхідне для практичного застосування лазерів, бо тільки за цієї умови можна сподіватися на задовільні результати. Крім того, обов'язковим є прийняття до уваги і ряду економічних факторів, у тому числі: витрати на придбання матеріалів і технічне обслуговування, термін служби, необхідні профілактичні роботи і т. п.

Лазери з різними властивостями виробляються і продаються численними фірмами. Огляд пропозицій, які надходять на ринок, можна отримати із зазначених у списку літератури спеціальних журналів, де практично щорічно публікуються специфікації лазерних установок і приладів із зазначенням їх виробників. Конструктивне виконання лазерів вимагає володіння ноу-хау з галузі точної механіки, оптики і електроніки, а в разі газових лазерів — ще і досвіду роботи з вакуумною технікою. При наявності такого рівня знань цілком можна спробувати виготовити лазер власними силами. Більш витратна технологія буде потрібна для вирощування лазерних кристалів, а також виготовлення напівпровідникових шарів для інжекційних лазерів. Зрозуміло, що створення великих і надійно працюючих лазерних установок можливе лише промисловими методами.

Розглянемо основні типи лазерів. Так, газові лазери здатні функціонувати в дуже широкому діапазоні довжин хвиль — від далекого ІЧ-діапазону до зони м'якого рентгенівського випромінювання. Для різних областей спектру вибираються відповідні гази, що містять такі частинки:

| | |
|--------------------------------|---|
| Інфрачервоне випромінювання | Молекули, обертальні і коливальні переходи, атоми |
| Видиме випромінювання | Атоми і іони, електронні переходи |
| Ультрафіолетове випромінювання | Молекули, електронні переходи |
| Рентгенівське випромінювання | Іони, електронні переходи |

Порівняно з ними, твердотільні, напівпровідникові лазери і лазери на барвниках обмежені переважно областями спектру від видимого до інфрачервоного. Електронно-променеві лазери загалом, придатні для настільки ж широкої області спектра, що і газові лазери, але досі з їх допомогою вдавалося отримати випромінювання лише в обмежених видимих і інфрачервоних областях спектру.

Тема 5. ЛАЗЕРНІ ПЕРЕХОДИ В НЕЙТРАЛЬНИХ АТОМАХ

Атоми випромінюють безліч ліній у видимій області спектра. В якості прикладу можна навести серію Бальмера з водню (рис. 5.1) з довжинами хвиль від 365 до 656 нм. Хоча атоми водню досі не виявляли себе в якості хороших лазерних середовищ, схему їх енергетичних рівнів і видимий діапазон довжин випромінюваних хвиль можна вважати у вищому ступеню характерними, в тому числі і для інших атомів. Причина поганої придатності Н-атомів в якості активних середовищ лазера полягає в тому, що водень при нормальних температурах утворює стійкі молекули H_2 , які доводиться дисоціювати в газовому розряді тільки з метою формування атомів водню. Для генерації видимого випромінювання цілком годяться інертні гази (He, Ne, Ar, Kr, Xe), оскільки вони представлені у атомарній формі.

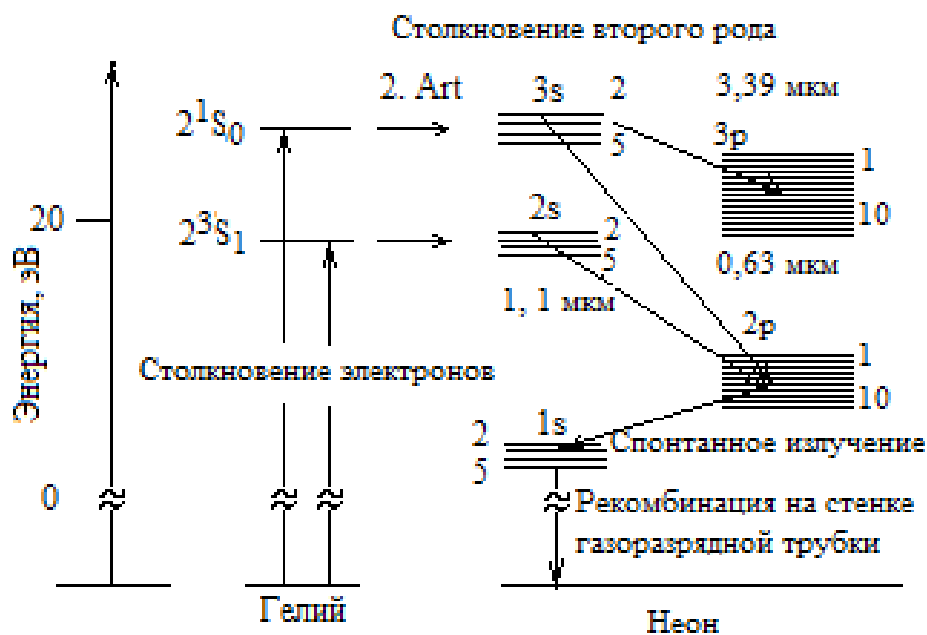


Рис. 5.1. Схема енергетичних рівнів He-Ne лазера. У неоні рівні позначені по Пашену, тобто: $3s_2$, $3s_3$, $3s_4$, $3s_5$ і т.д.

Поряд з лініями у видимому діапазоні, атом водню випромінює також ультрафіолетове світло, але відповідні переходи (серія Лаймана) закінчуються в основному стані, який не підходить в якості нижнього лазерного рівня в силу його високої населеності. Це стосується і спектрів інших атомів, так що генерація

короткохвильового лазерного випромінювання ускладнена переходами в його основні стани.

Крім цього, є численні інфрачервоні переходи (серія Пашена та ін). Але лінії випромінювання мають порівняно з енергією збудження верхнього лазерного рівня недостатню енергією фотонів, так що квантова ефективність занадто мала для генерації інфрачервоного видимого випромінювання. Інфрачервоне світло краще генерується молекулами (див. главу 6), оскільки в цьому випадку світловипромінюючі стани зовсім небагато відходять від основного стану.

Отже, приклад схеми енергетичних рівнів атома водню (рис 5.1) наглядно демонструє, чому атомарні гази знаходять застосування, перш за все, при створенні лазерів для видимої області спектра.

5.1. Загальна характеристика газових лазерів

Газовим лазером називаються лазери, в яких активним середовищем є газ, суміш декількох газів або суміш газу з парами металу. Особливістю активного середовища, що знаходиться в газовій фазі, є висока оптична однорідність, що дозволяє застосовувати великі оптичні довжини резонатора і внаслідок цього отримувати високу спрямованість і монохроматичність випромінювання. Інша особливість такого активного середовища – його мала щільність, в результаті чого енергетичний спектр активних частинок (атомів, іонів, молекул) не спотворюється через взаємодію з сусідніми активними частинками. Тому енергетичні рівні в спектрі газів вузькі, що дозволяє зосередити енергію випромінювання газового лазера в кількох або навіть одній моді.

При відповідному виборі активного середовища газових лазерів можна здійснити генерацію в будь-якій частині спектру – від ультрафіолетової ($\lambda \sim 0,2$ мкм) до далекої інфрачервоної області ($\lambda \sim 0,4$ мкм).

Великою перевагою газових лазерів є їх здатність працювати як в безперервному, так і в імпульсному режимі. Ці лазери характеризуються великим діапазоном потужностей випромінювання (~ 100 кВт) і високим ККД (1,5...15%).

Першими були створені газові лазери, які збуджувались електричним розрядом, спрямованим вздовж оптичної осі резонатора, і отримали назву *газорозрядних*.

Інверсія населеностей рівнів в газорозрядних лазерах створюється в результаті проходження через активну газову середу електричного струму (табл. 5.1). Розрізняють три типи газорозрядних лазерів, де в якості активних частинок використовують нейтральні атоми, іони і молекули газів. Механізми збудження цих частинок різні. У *лазерах на нейтральних атомах* основним механізмом збудження є непружне зіткнення електрона з атомом (зіткнення 1-го роду). Цей механізм використовують для збудження атомів неону, аргону, криптону і ксенону, а також парів свинцю, марганцю, міді. Іншим важливим механізмом є резонансне збудження атомів – непружне зіткнення збуджених атомів газу з атомами іншого газу (зіткнення 2-го роду). Цей механізм ефективний тоді, коли енергія метастабільного рівня першого газу близька до енергії збудженого рівня атомів іншого газу. Характерним прикладом активного газового середовища, збудженого таким чином, є суміш гелію з неоном ($\lambda_0 \sim 0,6328$ мкм; 1,15 мкм).

Найбільш ефективним процесом збудження *іонних лазерів* безперервної дії є спустошення нижнього лазерного рівня за рахунок спонтанного випромінювання і зіткнення збуджених іонів зі стінками кювети. Висока населеність верхнього лазерного рівня забезпечується в результаті зіткнення іонів з швидкими електронами в газовому розряді. Активною речовиною в іонному лазері може бути інертний газ (аргон $\lambda_0 \sim 0,48$ мкм), криптон ($\lambda_0 \sim 0,56$ мкм), неон ($\lambda_0 \sim 0,23$ мкм; 0,33 мкм), пари різних хімічних елементів (кадмію, цинку, йоду $\lambda_0 \sim 1,01$ мкм), а також іони фосфору ($\lambda_0 \sim 0,42$ мкм), сірки ($\lambda_0 \sim 0,53$ мкм), хлору ($\lambda_0 \sim 0,7$ мкм), бромю ($\lambda_0 \sim 2,8$ мкм) та інших елементів.

Інверсія населеностей в молекулярних лазерах відбувається під впливом різних процесів (зіткнень молекул з швидкими електронами, непружних зіткнень молекул різних газів у робочій суміші, дисоціації та ін), що якісно подібні до процесів збудження на нейтральних газах. Найпоширенішими робочими речовинами в молекулярних лазерах, що використовують енергію коливального й

обертального стану, є азот і вуглекислий газ (CO_2 , $\lambda \sim 10,6$ мкм) в суміші з азотом і гелієм.

Таблиця 5.1

| Ініціатор | Атомний процес | Молекулярний процес |
|-----------|---|--|
| Фотон | Поглинання \rightleftharpoons випромінювання $h\nu + A \rightleftharpoons A^*$ Іонізація \rightleftharpoons рекомбінація $h\nu + A \rightleftharpoons A^+ + e$ | Рамановське розсіяння $h\nu + AB \rightleftharpoons AB^*$ Дисоціація $\begin{cases} h\nu + AB \rightleftharpoons A + B \\ h\nu + AB \rightleftharpoons A^+ + B^- \end{cases}$ |
| Електрон | Зіткнення 1-го роду Збудження $e + A \rightleftharpoons A^* + e$ Іонізація $e + A \rightleftharpoons A^+ + 2e$ Потрійна рекомбінація $e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B$ | $e + AB \rightleftharpoons AB^* + e$ $e + AB \rightleftharpoons A^+ + B^- + e$ Дисоціація $\begin{cases} e + AB \rightleftharpoons A + B + e \\ e + A^+ + B \rightleftharpoons A + B \end{cases}$ |
| Атом | Розсіяння, зіткнення 2-го роду $A + A^* \rightleftharpoons A^* + B$ $A^* + B^* \rightarrow A + (B^+)^* + e$ $A^* + B \rightarrow A + (B^+)^*$ | |

Примітка. Умовні позначення: A , B – частинки в нормальному стані; A^* – частка у збудженому стані; A^+ – позитивно заряджений іон; $h\nu$ – фотон; e – електрон

Газові лазери можуть збуджуватися не тільки повздовжнім електричним розрядом. Великі потужності випромінювання забезпечують газодинамічні, хімічні, електроіонізаційні і ТЕА-лазери (Transversely Excited, Atmospheric Pressure), газові імпульсні лазери, які працюють при високому тиску і ті, що збуджуються поперечним електричним розрядом з щільністю струму близько 300 А/см^2 .

5.2. Гелій-неонові лазери

Гелій-неоновий лазер — разом з доданими або напівпровідниковим — відноситься до числа найбільш часто використовуваних і найбільш прийнятних за ціною лазерів для видимої області спектра. Потужність лазерних систем такого роду, призначених, переважно, для комерційних цілей, знаходиться в діапазоні від 1 мВт до декількох десятків мВт. Особливо популярні не настільки потужні He-Ne-лазери порядку 1 мВт, які використовують, головним чином, в якості юстіровочних пристроїв, а також для вирішення інших завдань у сфері вимірювальної техніки. В інфрачервоному та червоному діапазонах гелій-неоновий лазер все частіше витісняється діодним лазером. He-Ne-лазери здатні, поряд з червоними лініями, випромінювати також помаранчеві, жовті і зелені, що досягається завдяки відповідним селективним дзеркалам.

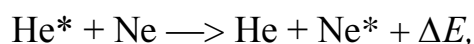
Схема енергетичних рівнів

Найважливіші для функціонування He-Ne-лазерів енергетичні рівні гелію і неону представлені на рис. 5.1. Лазерні переходи здійснюються в атомі неону, причому найбільш інтенсивні лінії виходять в результаті переходів з довжиною хвилі 633, 1153 і 3391 нм.

Електронна конфігурація неону в основному стані виглядає так: $1s^2 2s^2 2p^6$, причому перша оболонка ($n = 1$) і друга оболонка ($n = 2$) заповнені відповідно двома і вісьмома електронами. Більш високі стани виникають в результаті того, що тут є $1s^2 2s^2 2p^5$ - оболонка, і (оптичний) електрон, що світиться збуджується згідно зі схемою: $3s, 4s, 5s, \dots, 3p, 4p, \dots$ и т.д. Йдеться, про одноелектронний стан, що здійснює зв'язок з оболонкою. У схемі LC (Рассел — Саундерса) для енергетичних рівнів неону зазначено один - електричний стан (наприклад, $5s$), а також результуючий повний орбітальний момент $J (= S, P, D, \dots)$. У позначеннях S, P, D, \dots нижній індекс показує повний орбітальний момент J , а верхній — мультиплетність $2S + 1$, наприклад, $5s^1 P_1$. Нерідко використовується чисто феноменологічне

позначення по Пашену (рис. 5.1). При цьому рахунок підрівнів збуджених електронних станів ведеться від 2 до 5 (для s -станів) і від 1 до 10 (для p -станів).

Збудження. Активне середовище гелій-неонового лазера являє собою газову суміш, до якої в електричному розряді подається необхідна енергія. Верхні лазерні рівні ($2s$ і $2p$ за Пашена) вибірково заселяються на основі зіткнень з метастабільними атомами гелію (2^3S_1 , 2^1S_0). При зіткненнях відбувається не тільки обмін кінетичної енергією, але і передача енергії збуджених атомів гелію атомам неону. Цей процес називають зіткненням другого роду:



де зірочка (*) символізує саме збуджений стан. Різниця енергій складає в разі порушення $2s$ -рівня: $\Delta E = 0,05$ еВ. При зіткненні наявна різниця перетворюється в кінетичну енергію, яка потім розподіляється у вигляді тепла. Для $3s$ -рівня мають місце ідентичні співвідношення. Така резонансна передача енергії від гелію до неону і є основним процесом накачування при створенні інверсії населеностей. При цьому довгий час життя метастабільного стану He сприятливо позначається на селективності заселення верхнього лазерного рівня.

Збудження He -атомів відбувається на основі зіткнення електронів — або безпосередньо, або через додаткові каскадні переходи з верхніх рівнів. Завдяки довготривалим метастабільним станам щільність атомів гелію в цих станах досить велика. Верхні лазерні рівні $2s$ та $3s$ можуть — з урахуванням правил відбору для електричних доплерівських переходів — переходити тільки в нижні p -рівні. Для успішного генерування лазерного випромінювання вкрай важливо, що час життя s -станів (верхній лазерний рівень) — приблизно 100 нс, перевищує час життя p -станів (нижній лазерний рівень) — 10 нс.

Конструктивне виконання

Необхідні для збудження електрони утворюються в газовому розряді (рис.5.2), який може використовуватися з напругою близько 12 кВ при струмах від 5 до 10 мА. Типова довжина розряду дорівнює 10 см або більше, діаметр розрядних

капілярів становить близько 1 мм і відповідає діаметру випроміненого лазерного пучка. При збільшенні діаметра газорозрядної трубки коефіцієнт корисної дії знижується, так як для спустошення 1s-рівня потрібні зіткнення зі стінкою трубки. Для оптимальної вихідної потужності використовується повний тиск (p) заповнення: $p \cdot D = 500$ Па·мм, де D є діаметр трубки. Співвідношення в суміші He/Ne залежить від бажаної лінії лазерного випромінювання. Для відомої червоної лінії маємо: $He:Ne = 5:1$, а для інфрачервоної лінії близько 1,15 мкм — $He:Ne = 10:1$. Важливим аспектом представляється також оптимізація щільності струму. Коефіцієнт корисної дії для лінії 633 нм становить близько 0,1 %, оскільки процес збудження в даному випадку не дуже ефективний. Термін служби гелій-неонового лазера становить близько 20 000 робочих годин.

В гелій-неоновому лазері робоча газова суміш знаходиться в газорозрядній трубці (рис.5.2), довжина якої може досягати 0,2...1 м. Трубка виготовляється з високоякісного скла або кварцу. Потужність генерації істотно залежить від діаметра трубки.

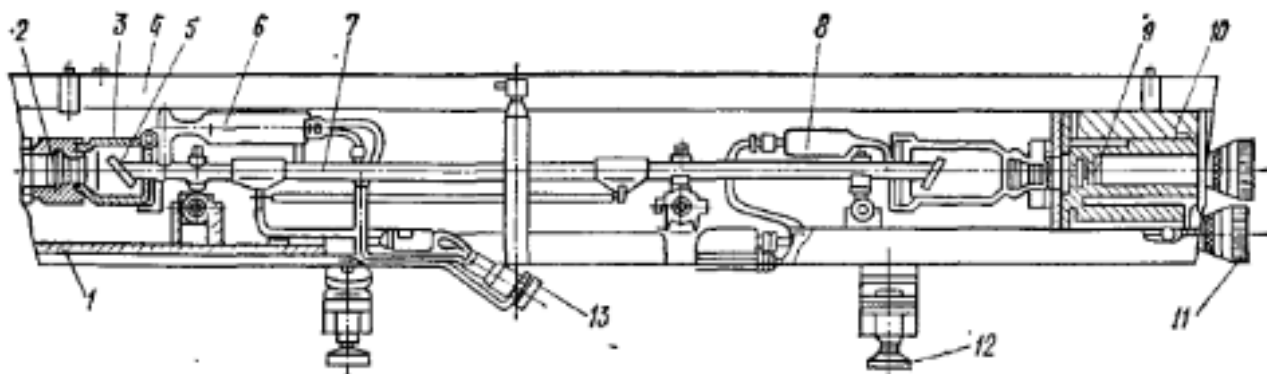


Рис.5.2. Схема конструкції лазерної головки гелій-неонового ОКГ типу ЛГ-36а:

1 — основа; 2 — вихідне сферичне дзеркало; 3 — обойма; 4 — кожух; 5 — вихідне вікно; 6 — оксидний катод; 7 — газорозрядна трубка (кювета); 8 — анод; 9 — плоске дзеркало; 10 — вузол кріплення дзеркала; 11 — юстувальні гвинти; 12 — опори; 13 — роз'єм.

Збільшення діаметра веде до збільшення обсягу робочої суміші, що сприяє зростанню потужності генерації. Однак зі зростанням діаметра трубки зменшується електронна температура плазми, що призводить до зменшення числа електронів,

здатних збуджувати атоми газів, що в кінцевому підсумку знижує потужність генерації. Для зменшення втрат торці газорозрядної трубки закриті плоскопаралельними пластинами 5, які розташовані не перпендикулярно осі трубки, а так, щоб нормаль до цієї пластини становила з віссю трубки кут $i_B = \arctg n$ (n – показник заломлення матеріалу пластини), що називається кутом Брюстера. Особливість відбиття електромагнітної хвилі від межі поділу різних середовищ під кутом i_B широко застосовується в лазерній техніці. Установка вихідних вікон кювети з активним середовищем під кутом Брюстера однозначно визначає поляризацію лазерного падіння, втрати в резонаторі мінімальні. Природно, що саме це плоскополяризоване випромінювання встановлюється в лазері і є переважаючим.

Газорозрядна трубка поміщена в оптичний резонатор, який утворений дзеркалами 2 з інтерференційним покриттям. Дзеркала закріплені у фланцях 10, конструкція яких дозволяє обертати дзеркала в двох взаємно перпендикулярних площинах при юстировці шляхом обертання юстировочних гвинтів 11. Збудження газової суміші здійснюється шляхом подачі високочастотної напруги з блоку живлення на електроди. Блок живлення являє собою високочастотний генератор, що забезпечує генерування електромагнітних коливань з частотою близько 30 МГц при потужності в кілька десятків ват.

Широко поширене живлення газових лазерів постійним струмом при напругах до 1000...2000 В, одержуваним за допомогою стабілізованих випрямлячів. У цьому випадку газорозрядна трубка забезпечується підігрівним або холодним катодом і анодом. Для запалювання розряду в трубці використовується електрод, на який подається імпульсна напруга близько 12 кВ. Цю напругу отримують шляхом розряду конденсаторів ємністю 1...2 мкФ через первинну обмотку імпульсного трансформатора.

Достоїнством гелій-неонових лазерів є їх когерентність випромінювання, мала споживана потужність і невеликі габарити. Основні недоліки – невисокий ККД (0.01...0.1%) і низька вихідна потужність, що не перевищує 60 мВт. Ці лазери можуть працювати в імпульсному режимі, якщо для збудження використовувати

імпульсну напругу великої амплітуди при тривалості одиниці мікросекунд. Головні галузі практичного застосування гелій-неонових лазерів – наукові дослідження та вимірювальна техніка.

Властивості пучка

Для вибору напрямку поляризації газорозрядна лампа забезпечується двома похило розташованими вікнами або, як показано на рис. 5.2, в резонатор вставляється бріюстеровська пластина. Відбивна здатність оптичної поверхні перетворюється на нуль, якщо світло падає під кутом Бріюстера і поляризоване паралельно площині падіння. Таким чином, випромінювання з таким напрямком поляризації без втрат проходить через бріюстеровське вікно. У той же час відбивна здатність компоненти, поляризованої перпендикулярно площині падіння, досить висока і пригнічується в лазері.

Коефіцієнт (ступінь) поляризації (відношення потужності в напрямку поляризації до потужності перпендикулярно цьому напрямку) становить у звичайних комерційних систем 1000:1. При роботі лазера без бріюстеровських пластин з внутрішніми дзеркалами генерується неполяризоване випромінювання.

Гелій-неонові лазери близько 10 мВт часто знаходять застосування в інтерферометрії або голографії. Довжина когерентності таких лазерів серійного виробництва становить від 20 до 30 см, що цілком достатньо для голографії невеликих об'єктів. Більш значні довжини когерентності виходять при використанні серійних частотно-селективних елементів.

5.3. Принцип дії іонного лазера

Серед іонних лазерів найбільше поширення отримав аргонний лазер безперервного випромінювання на довжині хвилі 0.48 мкм. Історично механізм збудження іонного лазера був запропонований Е. Гордоном в 1964 р. [1]. Іони аргону утворюються в кюветі в результаті іонізації нейтральних атомів Ar струмом великої щільності (10^3 А/см³). Енергетичні рівні наведено на рис. 5.3.

Інверсія населеностей між верхнім (4p) і нижнім (4s) робочими рівнями створюється наступним чином. Рівень 4s, що має в порівнянні з рівнем 4p більший час життя, заселяється іонами аргону за рахунок їх зіткнення зі швидкими електронами в газовому розряді і за рахунок переходів збуджених іонів з групи розташованих вище рівнів 5p. У той же час рівень 5p, що має дуже короткий час життя (приблизно в 25 разів менше, ніж час життя рівня 4p), швидко спустошується за рахунок повернення іонів в основний стан. Так як рівні 5p, 5s, 4p складаються з груп підрівнів, генерація може відбуватися одночасно на декількох довжинах хвиль: від 0.45 до 0.515 мкм (рис. 5.3). Отже, інверсія населеностей в аргоновому лазері виникає завдяки інтенсивній іонізації атомів Ar і переважному очищенню нижнього робочого рівня.

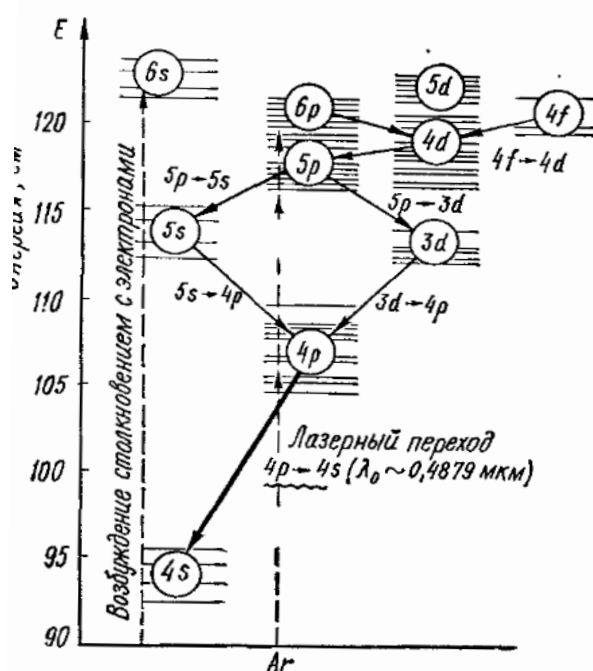


Рис. 5.3. Схема енергетичних рівнів і квантові переходи між рівнями аргону $4p \rightarrow 4s \rightarrow$ стійкий лазерний перехід на $\lambda_0 = 0.4879$ мкм

Особливості конструкції аргонowego лазера, зумовлені тим, що для його роботи потрібно пропускати через газ струм великої щільності, оскільки спочатку потрібно іонізувати нейтральні атоми аргону. Тому необхідно передбачити ефективну систему тепловідведення від газорозрядної трубки (рис. 5.4). Газовий розряд створюють в тонкому капілярі $\varnothing 5\text{мм}$, охолоджуваному рідким

холодоагентом. Робочий тиск газу близько 220 Па. Для збільшення концентрації електронів в центрі капіляра в розрядному проміжку з допомогою магнітів створюється магнітне поле, яке стискає розряд і не дає йому торкатися стінок капіляра. Катод емітує електрони, які під дією електричної напруги, прикладеної між катодом і анодом, рухаються по капіляру до анода. При цьому газ в капілярі теж починає переміщатися від катода до анода, що може призвести до гасіння розряду, так як у анода тиск газу значно підвищується. Для вирівнювання тиску по довжині капіляра катодну і анодну порожнини газорозрядної трубки з'єднують обвідною трубкою, яка забезпечує циркуляцію газу.

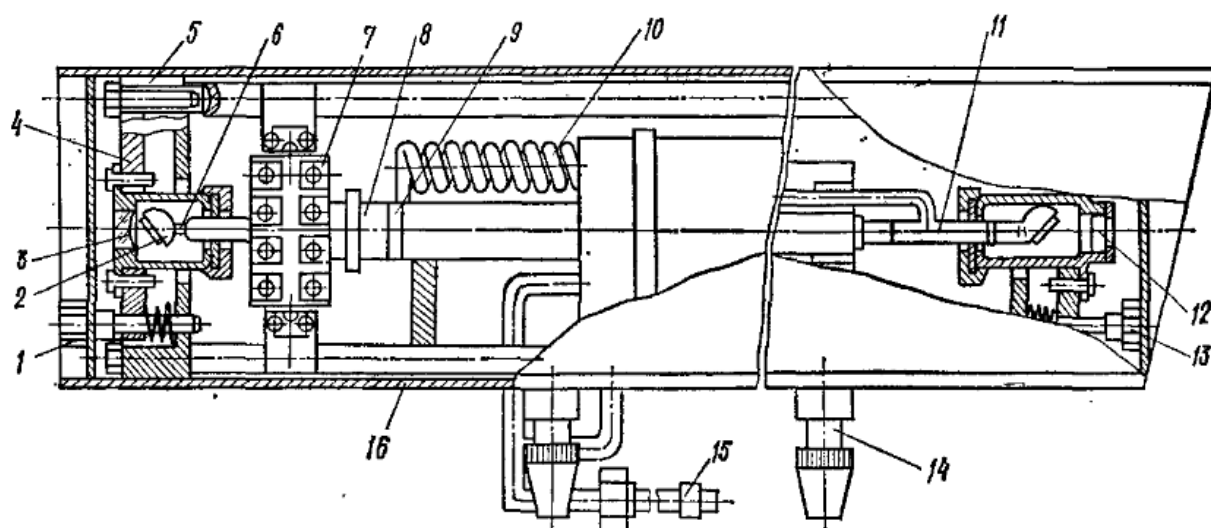


Рис. 5.4. Схема конструкції випромінювача аргонного лазера типу ЛГ-106: 1,13 – юстувальні гвинти; 2 – вікно трубки; 3 – сферичне дзеркало; 4 – юстировочна головка; 5 - кронштейн; 6 – капіляр газорозрядної трубки; 7 – клемна колодка; 8 – магніт; 9 – катод; 10 – спіраль обвідного каналу; 11 – анод; 12 – вихідне дзеркало; 14 – горизонтуюча підставка; 15 – штуцер системи охолодження; 16 - кожух

У перших іонних лазерах використовувалися кварцові капіляри, термін служби яких не перевищує 100 год. В більш пізніх конструкціях застосовувалися металокерамічні капіляри. Перспективними є капіляри на основі оксидів берилію, що працюють близько 100 год [10, 22].

Значним досягненням в конструкції іонних лазерів було створення випромінювача з кільцевим розрядом і отримання генерації в ультрафіолетовій

області спектру. Кювет являє собою замкнутий контур, одну із сторін якого становить капіляр у вигляді вторинної обмотки одновиткового трансформатора. У цьому кюветі немає електродів, які, як правило, забруднюють домішками активне середовище. Іншими достоїнствами цієї конструкції є зниження внутрішніх шумів і порівняно мале зменшення спектральної довжини.

Блок живлення іонного лазера являє собою потужний (близько 10 кВт) випрямляч, вихідна напруга якого становить 200...400 В. Можна використовувати також високочастотні збудження, при якому зростає довговічність капіляра за рахунок того, що іони, які бомбардують його стінки, при русі в високочастотному полі не встигають набрати велику швидкість.

В даний час аргонно-іонні лазери є найпотужнішими джерелами безперервного когерентного випромінювання в ультрафіолетовому та видимому діапазонах спектру. Створені лазери з потужністю випромінювання 150 Вт. Теоретичні оцінки показують, що потужність цих лазерів може бути збільшена до кількох сотень ват. Широкому поширенню потужних аргонних лазерів заважають їх висока вартість, складність, малий ККД ($\sim 0.1\%$) і велика споживана потужність (3...5 кВт). Аргонний лазер в порівнянні з гелій-неоновим лазером має деякі особливості:

1. Крива коефіцієнта підсилення $G(\nu)$ в розряді постійного газу асиметрична через доплерівський зсув, пов'язаний зі швидкістю дрейфу іонів до анода.

2. Ширина «провалу» Лемба-Беннета на кривій посилення дорівнює 100 МГц і перевищує природну ширину лінії, що призводить до значної конкуренції мод і нестійкої генерації випромінювання.

Основними областями застосування аргонних лазерів є фотохімія, лазерна технологія і медицина. Особливо перспективним є використання в медицині короткохвильового ультрафіолетового випромінювання з довжиною хвилі 0.26 мкм, які на 90% поглинаються нуклеїновими кислотами і тільки на 10% - білками. У цьому випадку лазерне випромінювання, що отримується подвоєнням частоти аргонного лазера, виявляється ефективніше рентгенівського і γ - випромінювання. Останнім часом розроблено також кадмій-гелієвий лазер, який відрізняється

низькими граничними потужностями живлення (близько 70 кВт) та великою потужністю випромінювання ($P_{\text{вих}} \sim 0.3 \dots 0.4 \text{ Вт}$) на довжині хвилі 0.839 мкм [24].

5.4. Молекулярні лазери

5.4.1. Молекулярний лазер на CO_2

Атомні та іонні лазери мають низький ККД у зв'язку з тим, що верхній робочий рівень розташований дуже високо над основним станом, і, отже, в процесі збудження бере участь лише мала частка загального числа електронів. З точки зору підвищення ККД газорозрядних лазерів бажано, щоб робочі рівні були розташовані по можливості нижче. В якості таких рівнів доцільно використовувати коливальні рівні молекул CO_2 , H_2O , D_2O , CH_3 , HCN . Першість в отриманні генерації на молекулах CO_2 належить С. К. Пателу. Майже за два роки 1964-65 рр. він отримав потужність безперервного випромінювання газового лазера спочатку 220 Вт, потім 450 Вт і 925 Вт на суміші CO_2 — N_2 — He з ККД $\approx 10\%$. Для того часу це було сенсацією, якщо порівняти ці результати з потужністю близько 2 мВт у гелій-неонового лазера. Молекула CO_2 має три частоти власних коливань, яким відповідають рівні E_3 , E_4 і E_5 . Заселення цих рівнів в газовому розряді відбувається внаслідок трьох основних процесів. Перший з них — збудження молекул CO_2 при їх зіткненнях з швидкими електронами. Використання такого механізму збудження дозволяє створити лазер, що дає в безперервному режимі випромінювання з потужністю близько 10 Вт при ККД, рівному 10%. Значне підвищення потужності і ККД досягається додаванням до CO_2 молекулярного азоту і гелію. В газовому розряді відбувається інтенсивне збудження молекул азоту до рівня E_2 , який збігається з рівнем E_2 вуглекислого газу. Збіг енергетичних рівнів азоту і CO_2 майже ідеальний, близько 18 см^{-1} . За рахунок резонансної передачі збудження від молекули азоту до молекули CO_2 населеність рівня E_5 значно зростає.

Це другий механізм заселення робочих рівнів. Гелій вводиться в робочу суміш для зменшення її температури, це знижує теплове заселення всіх рівнів і збільшує інверсії населеності. Третій механізм додаткового заселення рівня E_5 молекули CO_2

полягає у здійсненні каскадних переходів на цей рівень молекули вуглекислого газу, коливально-збудженої за рахунок зіткнень з електронами і перешедшої на більш високі енергетичні рівні, не показані на рис. 5.5. Індуковане випромінювання в лазері на CO_2 викликано переходами $E_5 \rightarrow E_4$ і $E_5 \rightarrow E_3$. Особливістю лазера на CO_2 є великий час життя верхнього рівня (близько $2,6 \cdot 10^{-3}$ с), завдяки чому цей рівень у відсутності генерації служить накопичувачем енергії, яка при миттєвому включенні добротності резонатора звільняється у вигляді потужного імпульсу. Найбільш інтенсивним є перехід $E_5 \rightarrow E_3$ з довжиною хвилі 10,6 мкм, який може майже повністю пригнічувати лазерну генерацію в переході $E_5 \rightarrow E_4$ на довжині хвилі 9,6 мкм. Довжина хвилі 10,6 мкм відповідає вікну прозорості атмосфери, що відкриває можливість застосування цього випромінювання в оптичній локації. Кожен з коливальних рівнів, показаних на рис. 5.5, спрощений, так як в дійсності являє собою смугу, що включає до 30 підрівнів. Тому спектр генерації в лазері на CO_2 дуже складний, може виникнути на великому числі переходів і мати кілька сотень ліній. Довжини хвилі генерованого випромінювання лежать в інтервалі 9,2...11,4 мкм.



Рис.5.5

Суттєвою особливістю газорозрядної трубки лазера на суміші вуглекислого газу з азотом є запровадження безперервного відкачування робочої суміші (рис. 5.6). За рахунок відкачування робоча суміш безперервно замінюється новою, охолодженою, що покращує тепловіддачу і сприяє покращенню потужності випромінювання. Потужність генерації такого лазера становить 10...20 Вт. Основна складність полягає в розробці надійної конструкції дзеркал і вікон кювети.

Значно більшу потужність (більше 100 Вт) можна одержати з допомогою лазера з секціонованою газорозрядною трубкою. Використання порівняно коротких секцій, на кожен з яких подається електричний струм, що дає можливість спростити запалювання та підтримання тліючого розряду при великій загальній довжині газорозрядної трубки, що досягає декількох метрів. Однією з особливостей лазера на вуглекислому газі є незалежність вихідної потужності і ККД від діаметру розрядної трубки, що дозволяє застосовувати газорозрядні трубки великого діаметру (40...70 мм), для яких легше виконати систему охолодження. Збільшення довжини розрядної трубки призводить приблизно до пропорційного збільшення потужності.

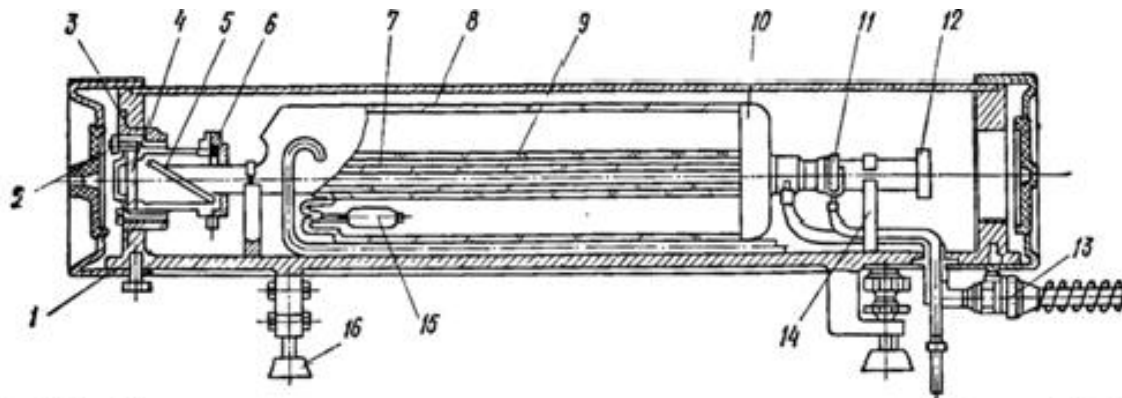


Рис. 5.6. Схема конструкции излучателя молекулярного лазера на CO_2 типа ЛГ-23:
1 — основание; 2 — фиксатор; 3 — юстировочный узел; 4 — выходное зеркало; 5 — выходное окно; 6 — манжета; 7 — стеклянный капилляр кюветы; 8 — резервуар с газом; 9 — рубашка водяного охлаждения; 10 — кювета; 11 — анод; 12 — внутреннее зеркало; 13 — резьба; 14 — стойка; 15 — катод; 16 — опора

Таким чином, в режимі безперервної генерації можна досягти потужності в десятки кіловат при ККД до 30% при теоретичній межі близько 40%.

Генерацію з потужністю в десятки ват можна отримати в лазерах на вуглекислому газі з відпаяною трубкою. Довжина розрядної трубки такого лазера становить кілька десятків сантиметрів, споживана лазером потужність невелика (менше 100 Вт).

Лазери на вуглекислому газі знаходять широке застосування в нелінійній оптиці і лазерних технологічних установках. В технологічних цілях використовуються також молекулярні лазери на азоті, генерація в якому спостерігається при збудженні молекул в сильно потоковому високовольтному розряді. Потужності випромінювання деяких вітчизняних молекулярних лазерів наступні: ОКГ-15 $P_{\text{вих}} = 10 \text{ Вт}$; ЛГ-22, $P_{\text{вих}} = 40 \text{ Вт}$; ЛГИ-21, $P_{\text{вих}} = 10 \text{ кВт}$.

5.4.2. Молекулярні УФ-лазери

Імпульсна генерація лазерного випромінювання в ультрафіолетовій області спектра досягається при переходах між електронними рівнями в молекулах. При цьому в якості активних середовищ використовуються двохатомні стійкі молекули, як: H_2 , N_2 і ексимери — насамперед, галогеніди інертних газів. Ексимери — це молекули, що існують лише на короткий час у збудженому стані і швидко розпадаються після переходу в основний стан. Найбільш інтенсивні УФ-лазерні лінії молекул наведені в таблиці 5.2.

Таблиця 5.2. Довжини хвиль найважливіших молекулярних УФ-лазерів

| Молекула | Довжина хвилі , нм |
|--|--------------------|
| XeF | 351...353 |
| N_2 | 337 |
| XeCl | 308 |
| Br_2 | 291 |
| XeBr | 282 |
| KrF | 248 |
| KrCl | 222 |
| ArF | 193 |
| CO | 181...197 |
| ArCl | 175 |
| Xe_2 | 172 |
| H_2 , D_2 , HD серія Лаймана | 150...162 |
| F_2 | 157 |
| Kr_2 | 146 |
| Ar_2 | 126 |
| H_2 серія Вернера | 123 |
| H_2 серія Вернера | 116 |

В якості комерційних систем найбільш популярні з цієї серії азотні лазери і установки на ексимерах. Завдяки високому ККД майже таке ж технологічне значення, що і CO_2 - лазери для інфрачервоного діапазону, набули, зокрема, галоїдні лазери на інертному газі — для ультрафіолетової області спектра.

5.4.3 Азотні лазери

N_2 - лазер є в технічному сенсі доволі простою системою. Такий лазер здатний генерувати короткі імпульси з частотою повторення близько 100 Гц.

Перетворення частоти

При випромінюванні в УФ-діапазоні немає прозорих кристалів для множення частоти. Тим не менш, на основі нелінійних ефектів у газах можуть генеруватися вищі гармоніки — наприклад, до сьомої гармоніки, з укороченням довжини хвилі лазерів KrF-лазера до 35 нм. Інший вельми ефективний метод зміни довжини хвилі лазерів на ексимері полягає в індукованому, або вимушеному комбінаційному розсіянні. В результаті фокусування випромінювання в комірці, заповненою, наприклад, воднем під високим тиском, утворюється цілий ряд ліній. Особливо високою інтенсивністю відрізняються при цьому стоксові лінії з довжиною хвилі більше, ніж у падаючого променя. Енергія при цьому передається від фотонів до коливальних станів молекули H_2 . У антистоксових ліній, навпаки, енергія збуджуючих молекул надходить на падаючі фотони. Довжина хвилі в результаті стає коротше. На рис. 5.7 показано довжини хвиль, що генеруються коміркою на комбінаційному розсіюванні для різних лазерів на ексимері. Перетворення здійснюється з високим коефіцієнтом корисної дії.

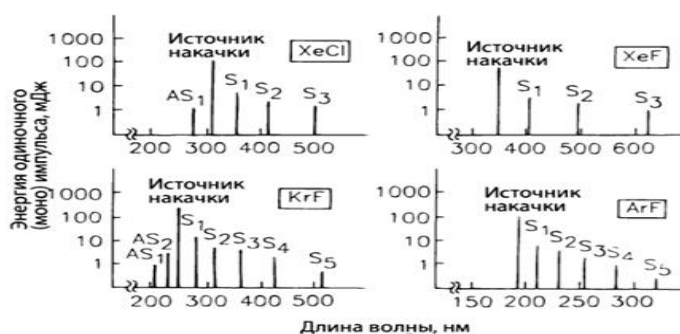


Рис.5.7 Спектри ячеек комбинационного рассеяния H_2 , возбуждаемые лазерами на эксимере. S = стоксовы линии, AS = антистоксовы линии

5.4.4. Газодинамічні лазери

Газові лазери, в яких джерелами енергії є коливально-збуджені молекули, а інверсія населеностей створюється шляхом швидкого розширення попередньо нагрітої підсилюючої газової суміші, що рухається з надзвуковою швидкістю через оптичний резонатор, називаються *газодинамічними*.

Вперше ідею їх створення і отримання генерації в 1968 р. на $\lambda_0 = 10,6$ мкм здійснили А. М. Прохоров і В. К. Конюхов. Активним середовищем у таких лазерах є газові суміші молекул вуглекислого та чадного газів (CO_2 , CO), азоту та окису азоту (N_2 , NO_2), пари води, кисню та інертних газів (He , Ne , Ar , Kr).

В основному в газодинамічних лазерах використовують газову суміш: N_2 (80...90% об'ємних часток), CO_2 5...10%) і пари H_2O (1...2%); молекулярний азот — газ з великим часом коливальної релаксації та коливального збудження N_2 зберігається навіть при високій температурі ($T = 1300... 1400$ К).

Молекулярний вуглекислий газ є другим компонентом суміші. Молекула CO_2 має дозволений квантовий перехід на довжині хвилі $\lambda_0 = 10,6$ мкм і її збуджений коливальний рівень збігається з коливальним рівнем молекули азоту. Між ними відбувається резонансна передача енергії коливального збудження. Таким чином, енергія коливального руху молекули азоту є резервуаром, звідки черпається енергія для лазерного випромінювання.

Молекула CO_2 має малий час коливальної релаксації та заселеність її рівнів на шляху до оптичного резонатора близька до рівноважної. Тільки населеність збудженого рівня підтримується постійною за рахунок зіткнень з молекулами N_2 . Населеність нижнього рівня молекули CO_2 ($E_4 = 1388$ см⁻¹) при температурі надзвукового газового потоку $T = 300$ К мала і тому в газі має місце інверсія населеностей. За час, протягом якого газова суміш проходить резонатор, кожна молекула CO_2 робить три-чотири цикли: перехід з основного стану на рівень 1, випромінюючий перехід при зіткненні з коливально-збудженою молекулою і релаксаційний перехід на основний рівень 0. Пари H_2O скорочують час життя молекул CO_2 на нижньому енергетичному рівні і прискорюють релаксаційний перехід в основний стан. Цю ж функцію може виконати гелій з концентрацією

~40...60 % при заміщенні азоту.

Для створення інверсії населеності при швидкому розширенні газу використовується спосіб пропускання суміші вуглекислого газу з азотом через надзвукове сопло Лавалю. В камеру такого газодинамічного лазера подаються пальне (C_2N_2) і окислювач (повітря). В результаті горіння утворюється гаряча газова суміш, що складається з вуглекислого газу і парів води. Для забезпечення необхідних пропорцій газової суміші (приблизно 10 % CO_2 і 1 % парів H_2O) і заданої температури (близько 1400 K) у камеру додається азот.

Коливальна енергія молекул азоту передається в резонансних зіткненнях молекулами вуглекислого газу. Нагріта газова суміш швидко адіабатично розширюється і через ґрати надзвукових сопел надходить в оптичний резонатор. Параметри установки вибирають так, щоб у резонаторі населеність верхнього коливального рівня молекул CO_2 відповідала температурі в камері, а населеність нижнього рівня — температурі газового потоку за соплом. Внаслідок високої щільності потоку і його високої швидкості витікання, відповідної числу Маха близько чотирьох, досягається інверсія, що забезпечує роботу лазера з великою вихідною потужністю.

Молекули N_2 , проходячи через сопло, втрачають частину коливальних квантів, а молекули CO_2 — практично всю свою енергію. Ефективність сопла оцінюється величиною $\phi_c \sim 0,5...0,8$. Це ККД сопла — відношення кількості коливальних квантів на виході з сопла до кількості квантів на вході. У дифузорі, куди газ потрапляє після резонатора, потік сповільнюється, і тиск в ньому піднімається вище атмосферного, тому вихлоп відпрацьованого газу здійснюється без відкачування.

Газодинамічні лазери, робочу суміш в яких утворюють продукти згоряння, забезпечують потужність випромінювання, яка перевищує у безперервному режимі 100 кВт [23]. Витрата газової суміші на одиницю площі сопла в одиницю часу розраховується за формулою (5.1)

$$Q_0 = N_0 \left(\frac{2}{k_0 + 1} \right)^{\frac{1}{k_0 - 1}}, \quad (5.1)$$

де N_0 — населеність активного середовища; $k_0 = 1,4$ — показник адіабати

термодинамічного процесу, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем. Енергія коливального збудження оцінюється кількістю коливальних квантів

$$m_k = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

При $T = 1300 \text{ K}$ $m_k = 8 \%$, $h\nu/k = 3360 \text{ K}$.

Ефективність резонатора оцінюється величиною $\phi_p = 0,1 \dots 0,8$, що показує, яка кількість коливальних квантів переходить в кванти випромінювання. Вихідна потужність випромінювання залежить від Q_c , ϕ_c , ϕ_p , m_k :

$$P_{\text{вих}} = Q_c h\nu \phi_p \phi_c m_k$$

де k — концентрація молекул азоту.

В резонаторі виникають особливі види втрат: винос з резонатора збуджених частинок азоту і втрати випромінювання на неоднорідностях турбулентного потоку, що протікає через резонатор газу.

Задачі

1. Час життя на верхньому рівні азотного лазера становить $\tau_1 = 40 \text{ нс}$, на нижньому рівні $\tau_2 = \text{от } 10 \text{ мкс до } 10 \text{ мс}$. Які висновки з цього можна зробити відносно часової характеристики лазерного випромінювання?
2. Азотний лазер довжиною $0,5 \text{ м}$ (поперечний переріз $4 \times 11 \text{ мм}$) при тиску $0,05 \text{ бар}$ для генерації випромінювання потребує напруженості електричного поля близько 10 кВ/см . Яка величина необхідного імпульсу напруги при поздовжньому і поперечному накачуванні?
3. Тривалість імпульсу лазера на ексімері становить 20 нс . Скільки оборотів робить хвиля лазерного випромінювання, циркулюючи в резонаторі довжиною $1,2 \text{ м}$?

4. Обчислити мінімальний коефіцієнт відбиття лазерних дзеркал для азотного лазера довжиною 0,9 м з диференціальним посиленням $g = 25 \text{ м}^{-1}$.
5. Визначити число атомів неону в гелій-неоновому лазері з діаметром капілярних трубок 1 мм і довжиною 20 см. Скільки фотонів в секунду випромінюється одним атомом при вихідній потужності 1 мВт? (Тиск заповнення $p=500 \text{ Па}$, $P_{\text{He}}/P_{\text{Ne}} = 5:1$, число Авогадро $N = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$, молярний об'єм при 1 бар $= 10^5 \text{ Па} = 22,4 \text{ літра}$).
6. Довести, що, згідно зі схемою зв'язку LS (Рассел-Саундерса), електронні конфігурації неону $1s^2 2s^2 2p^5 np$ ($n = 3, 4, \dots$) десятикратно розщеплені; вказати відповідні позначення рівнів.
7. Який мінімальний коефіцієнт відбиття має мати вихідне дзеркало He-Ne-лазера довжиною 20 см, генеруючого зелену лінію (див. таблицю 5.2)?
8. Визначити квантову ефективність гелій-неонового лазера для червоної лінії ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$) у перерахунку на енергію збудження верхнього стану лазера $W = 20 \text{ еВ}$.
9. Припустимо, старі гелій-неонові лазери (з наклеєними вихідними вікнами) показують падіння потужності внаслідок дифузії гелію з трубки. З метою підвищення тиску He в лазері випуску 5-річної давності його поміщають в атмосферу гелію, з тиском 1 бар. Як довго лазер повинен знаходитися в такому оточенні?
10. Теоретична межа ширини лінії гелій-неонового лазера становить приблизно $5 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}$. Якими можуть бути зміни відстані між дзеркалами для досягнення цієї величини?
11. Визначити для гелій-неонового лазера ширину лембовського провалу і порівняти її з шириною лінії.
12. Лазер на рубіновому стрижні для голографії повинен мати довжину когерентності 1 м. Якою може бути ширина лінії? Яким чином звужити нормальну ширину лінії 330 ГГц до цієї величини?
13. Наскільки сильний дробовий шум в лазерному імпульсі з енергією 1 нДж і тривалістю 1 нс у лазера на ексімері ($\lambda = 0,2 \text{ мкм}$)?

Методичні вказівки

Вивчивши великий клас лазерів, студент повинен розібратися в різних типах газових лазерів, побудувати схеми, пояснити основні характеристики і принцип їх дії, усвідомити способи інвертування (газорозрядний, хімічний), визначити області застосування, знати основні формули і методики розрахунку.

Питання для самоперевірки

1. Особливості ОКГ на газових сумішах і чистих газах.
2. Принцип дії газового ОКГ. Модель газового ОКГ.
3. Будова гелій-неонового лазера і принцип його роботи. Безперервний і імпульсний режим. Параметри.
4. Будова і принцип дії іонних лазерів. Параметри, застосування.
5. Конструкція і принцип роботи молекулярного лазера. Основні параметри і застосування.
6. Принцип роботи газодинамічних лазерів. Основні параметри.

Тема 6. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ

У 1961 році, з'явилися повідомлення про розробку напівпровідникових лазерних установок. Напівпровідниковий лазер досить перспективний з економічної точки зору і вже зараз проводиться в великих кількостях для використання в звичайних споживчих товарах, в тому числі: в цифрових музичних центрах, ПЗУ надвеликої місткості на компакт-дисках (CD і DVD-ROM) для персональних комп'ютерів і в лазерних принтерах. Серед інших областей застосування можна назвати, наприклад, системи телекомунікації, обробку матеріалів і медичну техніку. Нижче наведені основні властивості напівпровідникових лазерів, що відрізняють їх від інших лазерних установок:

- компактне виконання з розмірами в діапазоні від мікро- до міліметрів, що значно полегшує монтаж напівпровідникових лазерів в будь-якому обладнанні,
- пряме збудження з низькими електричними струмами і напругами, наприклад, 10 мА при 2 В для вихідних потужностей близько 10 мВт, що дозволяє живлення електроенергією на основі звичайних транзисторних схем,
- при збудженні високими струмами забезпечується можливість досягнення вихідних потужностей від декількох сотень Вт до декількох кВт,
- великий коефіцієнт корисної дії – понад 50 %,
- можливість прямої модуляції за допомогою струму збудження з частотами до 10 ГГц, що дуже важливо при використанні в області передачі інформації по скловолоконам,
- невеликий діаметр пучка, що вводиться прямо в скловолокна при оптичній передачі інформації,
- високий ступінь інтеграції з електронними компонентами і схемами, а також з оптичними хвилями і іншими елементами такого роду - головна умова отримання комплексних оптоелектронних контурів, що перемикаються, як на базі напівпровідникових сполук A^mB^v , так і на кремнієвих підкладках,
- створення заснованої на напівпровідниках технології як способу масового

виробництва з мінімальними витратами.

Відносно недоліків слід, перш за все, вказати той факт, що через невеликий резонатор отримують випромінювання з сильною дифракційною розходимістю. Однак за допомогою відповідних лінз або колімаційної оптики досягаються майже паралельні пучки. Далі можна вказати на недостатню стабільність частоти в одномодовому режимі, але довжина когерентності шляхом прийняття спеціальних заходів може бути збільшена до 30 м, що дозволяє використовувати дане обладнання з метою вирішення різноманітних завдань в області голографії. І все ж основною сферою застосування тут залишається інформаційна та вимірювальна техніка.

Діодні лазери з прямим накачуванням електричним струмом, в залежності від використовуваної речовини, можуть бути розділені на три групи:

- Комерційні лазери з напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^{V}$ (GaAs, GaAlAs і InGaAsP) генерують випромінювання в жовтій, червоній і ближній інфрачервоній областях спектра в діапазоні від 600 до 1700 нм. такі лазери можуть функціонувати в безперервному і імпульсному режимах при кімнатній температурі і знаходять застосування при передачі інформації, оптичному зберіганні даних на компакт-дисках і обробці матеріалів.
- На відміну від них, діодні лазери на солі свинцю функціонують в середньому інфрачервоному діапазоні від 3 до 30 мкм, можуть збуджуватися лише при низьких температурах $T < 100$ К і використовуються переважно для спектроскопічних вимірювань.
- До третьої групи належать лазери в зеленій, синій та ультрафіолетовій областях спектра. Стосовно до доданих лазерів в синьо - зеленому діапазоні розглядаються напівпровідники $A^{III}B^{V}$ на основі ZnSe, а для лазерів в синій і ультрафіолетовій областях спектра перевага CaN-з'єднання $A^{III}B^{V}$. Ці короткохвильові лазери використовуються в техніці оптичного зберігання інформації. Ймовірна густина запису на компакт-дисках різко зростає зі зменшенням довжини хвилі λ , а мінімальний розмір плями електронного

променя, що розгортається вказано на магнітному диску через λ^2 . Передбачається, що в майбутньому короткохвильові діодні лазери будуть відігравати важливу роль також сфері спектроскопічної аналітики і в виробництві багатобарвних лазерних дисплеїв.

- Напівпровідникові шари, здатні до генерації лазерного випромінювання, реалізуються в різних формах:
 - як гомоструктура,
 - як гетероструктура,
 - у вигляді квантових бар'єрів (або квантових ям) і квантових точок (англ. Quantum well та quantum dot).
- Ці шари, в свою чергу, використовуються для створення різних типів лазерів.

6.1. Основні фізичні процеси в напівпровідниковому активному середовищі

Можливість використання напівпровідникових матеріалів в якості активного середовища давно привертає до себе увагу фізиків і інженерів. І це не дивно, так як напівпровідники мають високу чутливість до зовнішніх впливів. Їх властивостями можна управляти в дуже широких межах, змінюючи температуру або тиск, впливаючи на них світлом або потоком заряджених частинок, вводячи різні домішки.

Основи теорії напівпровідникових лазерів вперше викладені в публікаціях Н. Г. Басова, Б. М. Вула, Ю. М. Попова, задовго до появи в 1962 р першого лазера на арсеніді галію.

В даний час створена велика кількість напівпровідникових лазерів різних типів, охолоджуваних і неохолоджуваних з різними схемами збудження, на різних матеріалах; ZnS , ZnO , $ZnSe$, CdS , $CdTe$, $GaSe$, $GaTe$, $GaAs$, $GaAs_{1-x}Sb_x$, $Al_{1-x}Ga_xAs$, $GaSb$, PbS , $PbSe$, $PbTe$, $InSb$, $InAs_{1-x}Sb_x$ і т. д. Ці лазери перекривають значний діапазон довжин хвиль, від ультрафіолету до далекої інфрачервоної області: 0,33; 0,37; 0,46; 0,49; 0,53; 0,59; 0,63 ... 0,69; 0,78; 0,83 ... 0,91; 0,9 ... 1,5; 1,01 ... 1,55; 2,1;

3,1; 3,1 ... 5,4; 3 ... 15; 4,3; 5,2; 6,5; 8,5; 8 ... 31,2 мкм і т. д. Великою їх перевагою є малі розміри і високий ККД.

Напівпровідникові лазери через особливості енергетичної структури активного середовища істотно відрізняються від лазерів інших типів. Специфіка процесів генерування випромінювання в таких лазерах багато в чому обумовлена системою енергетичних рівнів. На відміну від ідеальних атомів і молекул напівпровідникові кристали мають не вузькі енергетичні рівні, а широкі полоси-зони енергетичних станів. Дозволені зони відділені одна від одної забороненими зонами (рис. 6.1, а).

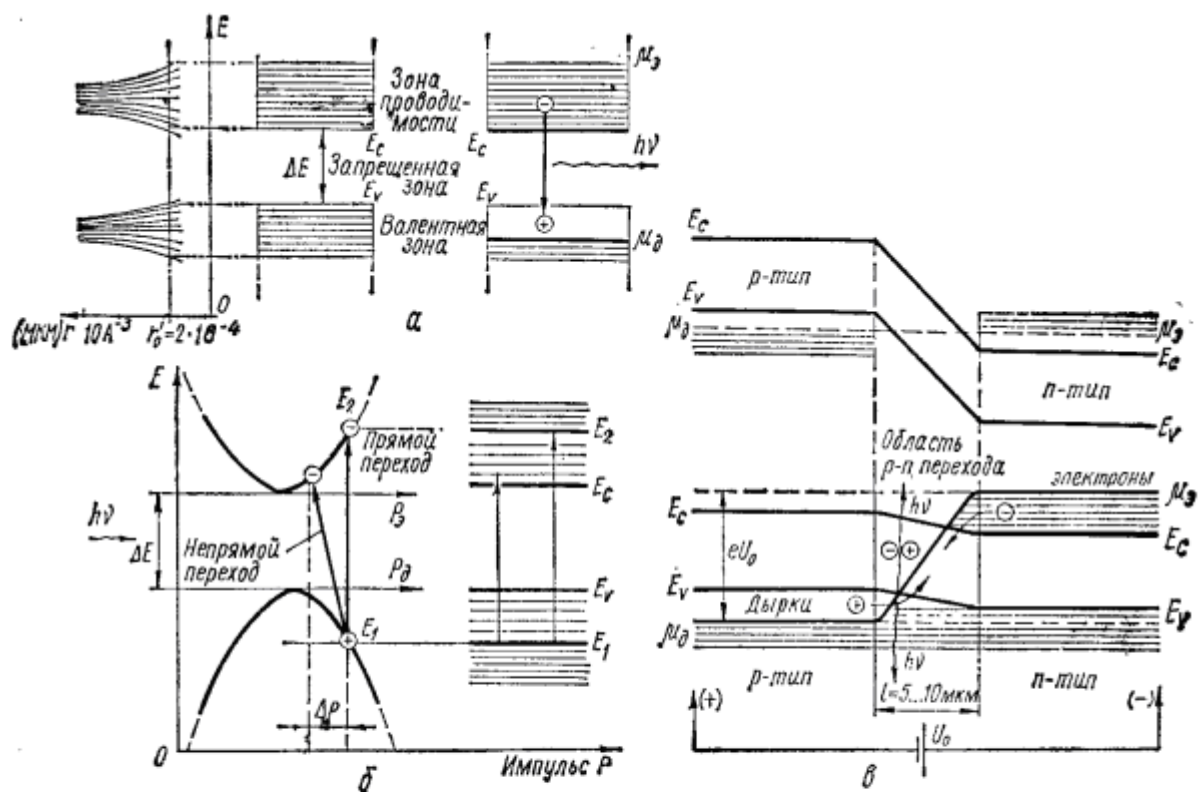


Рис. 6.1 Энергетический спектр полупроводникового кристалла (а), прямые и не прямые переходы в полупроводнике (б) и энергетическая схема $p-n$ перехода вырожденного полупроводника GaAs до и после включения источника напряжения U_0 в прямом направлении (в):

а: r — расстояние между атомами; $r_0 \sim 2 \cdot 10^{-8}$ см — расстояние между атомами в твердом теле; E_c — «дно» зоны проводимости; E_v — «потолок» валентной зоны; ΔE — ширина запрещенной зоны;

б: p — импульс, соответствующий колебаниям кристаллической решетки

У напівпровіднику, підданому нагріванню, опроміненню або пропусканню струму, електрони валентної зони, поглинаючи енергію, яка надається ззовні, набувають здатність долати заборонену зону і переходити в більш високу енергетичну зону - зону провідності. В результаті цього утворюються пари носіїв

заряду – електрони в зоні провідності і дірки у валентній зоні, що призводить до електронно-діркової провідності. Можливий, очевидно, і зворотний перехід електронів збудженого атома на більш низький енергетичний рівень: із зони провідності в валентну зону. В результаті такого переходу пари електрон – дірка рекомбінують, тобто при заповненні електронами порожніх місць (дірок) в валентній зоні електрон і дірка зникають, виділяючи надлишкову енергію, отриману електронами ззовні в процесі збудження атома. Цей процес триває приблизно $10^{-10} \dots 10^{-12}$ с.

У природних умовах при відсутності будь-яких зовнішніх впливів на напівпровідник електронно-діркові пари виникають і рекомбінують в результаті теплового руху і спонтанного випускання фотонів, причому в напівпровіднику встановлюється теплова рівновага електронів і дірок. Вона характеризується деякою рівноважною кількістю електронів в зоні провідності і дірок у валентній зоні. Імовірність заповнення електроном будь-якого рівня з енергією E при будь-якій температурі T як в валентній зоні, так і в зоні провідності описується функцією Фермі – Дірака

$$f_{F-D}(E) = \{1 + \exp [(E - \mu)/(kT)]\}^{-1} \quad (6.1)$$

Ширина забороненої зони ΔE досягає в різних напівпровідниках від 0,001 до 3 еВ.

У стані теплової рівноваги число електронів у валентній зоні у багато разів більше, ніж в зоні провідності. Тому при освітленні напівпровідника поглинання світла переважає над посиленням.

Для посилення світла необхідно створити особливі умови, при яких концентрація електронів поблизу «дна» зони провідності E_c з була б більше їх концентрації поблизу «стелі» валентної зони E_v , тобто $N_c > N_v$. У цих умовах число актів спонтанної і вимушеної рекомбінації буде переважати над числом актів поглинання і відбудеться посилення світла. Умова $N_c > N_v$ виконується при настанні в напівпровіднику так званого виродження, тобто такого стану, при якому всі рівні в нижній частині зони провідності зайняті електронами або у верхній частині

валентної зони - дірками.

Найвищий рівень енергії μ_e , до якого електрони щільно заповнюють зону провідності, називається *рівнем Фермі* для електронів. Ймовірність заповнення його електронами дорівнює

$$f_{B-D}(E) = \{1 + \exp[(E - \mu_e) / (kT)]\}^{-1}$$

Чим більше електронів потрапило в зону провідності, тим вище розташований рівень Фермі, тим сильніше виродження електронів в напівпровіднику (див. Рис. 6.1, а). Подібна ж картина спостерігається і для дірок, тільки в цьому випадку рівень Фермі для дірок μ_d розташований у валентній зоні і зі збільшенням числа дірок опускається все нижче і нижче. Функція ймовірності заповнення рівнів дірками має вигляд

$$f_{H-D}(E) = 1 - f_{B-D}(E) \quad (6.2)$$

Проведемо елементарний аналіз ймовірності заповнення енергетичного рівня електронів і дірок при різних температурах і значеннях енергії.

1. При температурі напівпровідника $T = 0$ К і $E > \mu_e$, $f_{B-D}(E)_0 = 0$, тобто всі стани енергії $E > \mu_e$ вільні.

2. При $T = 0$ К та $E < \mu_e$, $f_{B-D}(E)_0 = 1$. Це означає, що при температурі напівпровідника $T=0$ К їх стани з енергією $E \leq \mu_e$ заповнені, а рівні $E > \mu_e$ вільні.

3. При $T \neq 0$ К та $E = \mu_e$, $f_{B-D}(E) = 0,5$. Це означає, що при температурі напівпровідника $T \neq 0$ К **рівень Фермі має сенс енергії рівня, ймовірність заповнення якого електронами дорівнює 0,5.**

Якщо в напівпровіднику одночасно виродилися електрони і дірки, то відстань між рівнями Фермі для електронів μ_e і для дірок μ_d більше, ніж ширина забороненої зони, тобто

$$\mu_e - \mu_d > \Delta E \quad (6.3)$$

Цей енергетичний стан, необхідний для роботи напівпровідникового лазера, прийнято називати *інверсією заселеності рівнів*.

Електрони із зони провідності можуть перейти у валентну зону тільки на вільні рівні, що лежать в інтервалі від E_v до μ_d , так як інші рівні вже зайняті

електронами. Електрони з валентної зони з тієї ж причини практично можуть перейти в зону провідності тільки на рівні, що лежать вище рівня Фермі для електронів μ_e . Таким чином, якщо надати на вироджений напівпровідник, енергія якого лежить в інтервалі $E_c - E_v \leq E \leq \mu_e - \mu_d$, додатковий вплив, то такий напівпровідник буде генерувати кванти випромінювання (фотони).

Для отримання інверсії в чистому напівпровіднику необхідно досягти виродження електронів і дірок і виконання умови $\mu_e - \mu_d > \Delta E$. Чим вище температура кристала, тим важче це здійснити, так як з підвищенням температури електрони і дірки прагнуть на більш високі енергетичні рівні; щільність заповнення нижніх станів зменшується, рівні Фермі наближаються до забороненої зони. Тому всі напівпровідникові лазери легше збуджувати при низьких температурах.

Існуючі в даний час напівпровідникові лазери створені на основі кристалів з прямими переходами. Незважаючи на деякі успіхи в отриманні вимушеного випромінювання в кристалах з непрямыми переходами (GaP, Ge, Si і т. д.), лазер досить потужного випромінювання створити на них, на жаль, не вдалося. Лазери з прямими переходами відрізняються один від одного лише способами створення інверсії заселеностей, тобто способами реалізації умови (6.3). Класифікуючи за цією ознакою, їх можна розбити на чотири основні групи (рис. 6.2): лазери на p - n -переходах – інжекційні лазери (рис. 6.2, а); лазери з оптичним накачуванням (рис. 6.2, б); лазери з електронним збудженням (рис. 6.2, в) і, нарешті, лазери з прямим електричним збудженням (лавинний пробій).

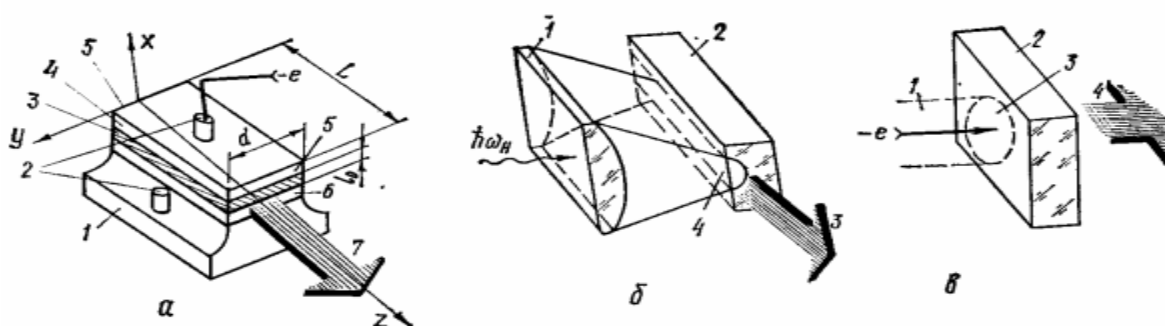


Рис. 6.2 Основные схемы и методы возбуждения полупроводниковых лазеров:
а: 1 — молибденовая золоченая подложка; 2 — электрические контакты инжекции носителей;
3 — p — n переход полупроводника; 4 — полупроводник p -типа; 5 — полированные грани;
6 — полупроводник n -типа; 7 — излучение;
б: 1 — цилиндрическая линза; 2 — кристалл; 3 — излучение; 4 — область возбуждения;
в: 1 — пучок быстрых электронов; 2 — кристалл; 3 — возбужденная область; 4 — излучение

Найбільш поширеними в даний час є інжекційні напівпровідникові лазери, в яких при пропущенні струму в прямому напрямку через p - n -перехід відбувається інжекція нерівноважних носіїв. Існують так звані *гомоструктурні* і *гетероструктурні* інжекційні лазери. У перших для створення p - n -переходу використовується один, а у других – кілька напівпровідників.

6.2. Принцип дії і конструкція інжекційних лазерів

У чистих бездомішкових напівпровідникових матеріалах отримати одночасне виродження електронів і дірок практично неможливо. Якщо ввести в кристал певні домішки, що легко віддають електрони - донори, які створюють рівні поблизу «дна» зони провідності E_c , то можна створити напівпровідники n -типу. Так само можна створити напівпровідники p -типу, атоми яких легко приймають електрони – акцептори, що утворюють енергетичні рівні поблизу верхнього краю валентної зони E_v . У домішкових напівпровідниках p - і n -типу збільшенням ступеня легування досить просто отримати виродження електронів або дірок.

Місце з'єднання напівпровідників p - і n -типу є електронно-дірковим p - n -переходом, який характеризується потенційним бар'єром. В умовах рівноваги рівні Фермі в p -і n -областях p - n -переходу збігаються. Електрони і дірки будуть рекомбінувати, випромінюючи фотони тільки в перший момент з'єднання, і через короткий час (10^{-8} с) процес випромінювання припиниться, тому що носії заряду перерозподіляться і перейдуть в новий рівноважний стан, а рівні Фермі в p -і n -областях будуть суміщені.

Все може якісно змінитися, якщо до p - n -переходу прикласти зовнішню напругу U_0 , яка зніме потенційний бар'єр і призведе до інжекції, тобто до «впорскування» електронів з n -області і дірок з p -області в область електронно-діркового переходу (див. рис. 6.1, в). При цьому рівень Фермі для електронів μ_e в області p - n -переходу виявиться вище «дна» зони провідності E_c , а рівень Фермі для дірок в цій же області напівпровідника виявиться нижче «стелі» валентної зони E_v . Отже, отримаємо одночасно в одній і тій самій області p - n -переходу виродження

електронів і дірок, тобто виконуємо умову $\mu_e - \mu_d > \Delta\epsilon$.

Умова інверсії в p - n -переході виконується з тим більшим запасом, чим вище електричне поле в переході, тобто чим більший струм протікає через цей перехід.

Мінімальний струм, при якому посилення випромінювання за рахунок вимушених переходів дорівнює його втратам в кристалі напівпровідника, називається *пороговим*.

Для отримання генерації потрібний позитивний зворотний зв'язок, який зазвичай здійснюється за рахунок відбиття від граней самого напівпровідникового кристала (рис. 6.3) або за рахунок спеціальним чином сколених граней кристала і зовнішніх дзеркал.

З огляду на умову інверсії заселеностей і лінійну залежність коефіцієнта підсилення щільності струму j , що протікає в прямому напрямку через p - n -перехід, для порогового значення щільності струму отримуємо наступну залежність:

$$j_{\text{пор}} = \left(\beta_{\Sigma} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{r} \right) / G(v). \quad (6.4)$$

Параметри β_{Σ} и $G(v)$ визначаються експериментально при вимірюванні $j_{\text{пор}}$ як функції величин $1/L$ або $\ln(1/r)$, де L – довжина кристала; r – коефіцієнт відбиття від межі кристала. Коефіцієнт посилення $G(v) = B\eta_0\Gamma/L$ залежить від температури і ступеня легування активної області B , від внутрішнього квантового виходу η_0 , від ступеня оптичного обмеження Γ , рівній частці потоку випромінювання, укладеного в межах активного шару, і від товщини активного шару l_0 .

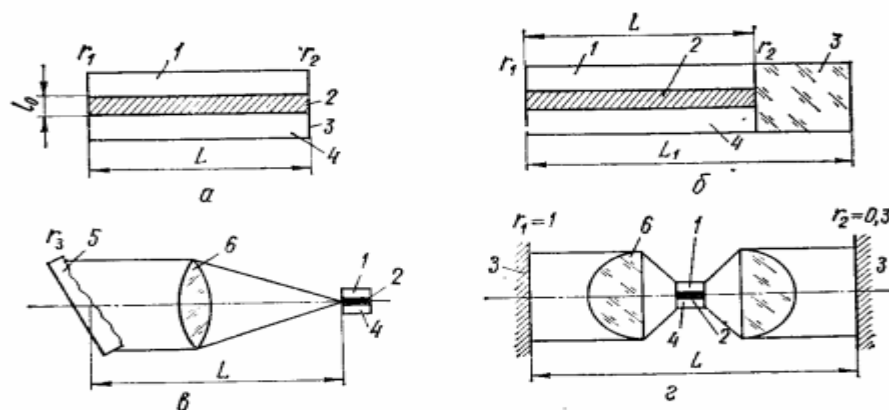


Рис. 6.3 Схемы типовых резонаторов полупроводниковых лазеров:
а, б — с внутренними зеркалами обычный и составной соответственно; в, г — селективные с внешними зеркалами и дифракционной решеткой (1 — кристалл p -типа; 2 — p - n переход; 3 — полированная грань; 4 — кристалл n -типа; 5 — дифракционная решетка; 6 — линзы; r_1, r_2 — коэффициенты отражения; L — длина резонатора)

Момент генерації вимушеного випромінювання в напівпровідниковому лазері надійно визначається як по різкому звуженню спектральної лінії і розбіжності випромінювання, так і за збільшенням інтенсивності генерації. Фізична природа цього звуження така ж, що і в інших типах лазерів: посилюються в активній речовині тільки ті моди, які відповідають власним коливанням резонатора при виконанні умови інверсії заселеностей. Спектральний склад коливання в оптичному резонаторі напівпровідникового лазера не є еквідистантним через значну дисперсію активної речовини. Відстань між сусідніми поздовжніми модами визначається залежністю:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L(n - v_0 dn/d\nu)}, \quad (6.5)$$

де $dn/d\nu$ - градієнт показника заломлення по частотах генерованого випромінювання.

Якщо величину $\Delta\nu$ виразити в довжинах хвиль, то для однієї поздовжньої моди спектр генерації представить цілий ряд вузьких спектральних ліній з відстанню між ними $\Delta\lambda \sim 4 \cdot 10^{-3}$ мкм. Типові значення цієї характеристики для напівпровідникових лазерів становлять $(1...4) \cdot 10^{-4}$ мкм (рис. 6.4, а). Спектр інфрачервоного випромінювання $S(\nu)$ лазерного діода в багатомодовому режимі в залежності від накачування різний (рис. 6.4, б).

Розбіжність випромінювання визначається по діаграмі спрямованості напівпровідникового лазера при спостереженні поля випромінювання в дальній зоні. На рис. 6.5, а зображені головний і симетрично розташовані бічні пелюстки. Кутовий розподіл інтенсивності $I(\theta)$ відповідає дифракційній картині, що створюється щілиною рівномірно збудженого активного шару. Це означає, що розподіл поля випромінюючої моди E_x обмежений по висоті в напрямку, нормальному до площини переходу (див. Рис. 6.5, а):

$$I(\theta) \sim \frac{\sin^2[(\pi d / \lambda)\theta]}{\theta^2} \quad (6.6)$$

Ширину p - n -перехода d можна оцінити по кутовому розхилу головної пелюстки

$$\Omega \sim 2\lambda_0 / d \quad (6.7)$$

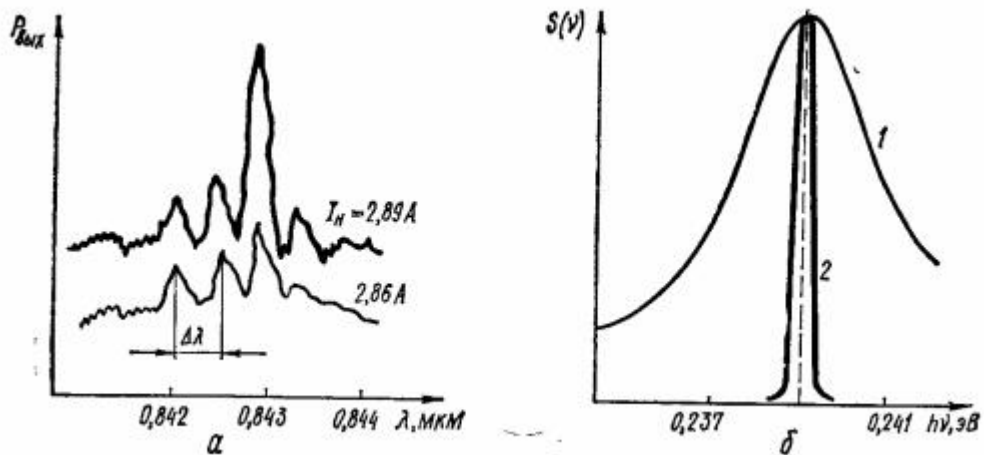


Рис. 6.4 Зависимость $P_{\text{вых}} = \varphi(I_H, \lambda)$ и спектр выходного излучения $S(\nu)$ лазерного диода:

1 — ниже порога генерации; 2 — выше порога генерации

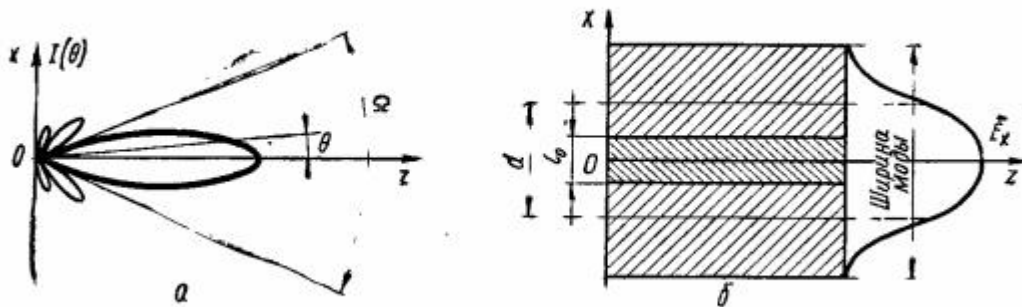


Рис. 6.5 Расходимость излучения в дальней зоне (а) и распределение поля излучения в области активного слоя (б)

Для лазерних діодів на арсеніді галію $\Omega \sim 30^\circ$. Це відповідає ширині активного шару $d \sim 4$ мкм. Розбіжність лазерного променя в площині p - n -переходу на порядок менше, оскільки вона близька до дифракційної розбіжності. Де б не поширювалося випромінювання (або в активному середовищі з показником заломлення n , або в вакуумі), воно як би розпливається в просторі. І на деякій відстані у будь-якого спочатку паралельного пучка з'являється дифракційна розбіжність, яка визначається кутом

$$\gamma_{\text{диф}} \cong \frac{1,22\lambda_0}{nd_n} \quad (6.8)$$

де d_n — діаметр перетину пучка випромінювання. $l_o = \sqrt{D\tau}$

Товщина активного шару $l_o = \sqrt{D\tau}$ порівнянна з відстанню, на яку дифундують

електрони, інжектовані в р-область, до моменту рекомбінації (тут D – коефіцієнт дифузії, τ – час життя електрона в збудженому стані). При $D \sim 10 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau \sim 10^{-9}$ з величиною $\sqrt{D\tau} \sim 1$ мкм. Таким чином, в гомоструктурному інжекційному лазері розміри активного рекомбінаційного шару ($l_0 \sim 1$ мкм) на багато менше ширини моди електромагнітного поля в тому ж напрямку (рис. 6.5, б). Ця обставина істотно впливає на пороговий струм і потужність напівпровідникового лазера:

$$P_{\text{ввл}} = \frac{h\nu}{eU_{pn}} \eta_B (1 - r_2) P_{\text{эл}} - i_{\text{пор}} U_{pn} \quad (6.9)$$

де U_{pn} — напруга на p - n -переході; η_B — зовнішній квантовий вихід; r_2 — коефіцієнт відбиття напівпрозорої грані кристала; $P_{\text{эл}}$ — електрична потужність інжекції p - n -переходу; $i_{\text{пор}}$ – пороговий струм інжекції носіїв заряду.

Відмінною особливістю інжекційних напівпровідникових лазерів є високий в порівнянні з іншими активними середовищами (газами, конденсованими середовищами) коефіцієнт посилення $G(\nu)$. Повна населеність енергетичних рівнів також велика. В результаті цього можна створювати лазери дуже малих розмірів (10...100 мкм) і отримувати від них велику потужність. Вихідна потужність лазера в безперервному режимі залежить від температури кристала. Підвищення температури призводить до зриву генерації.

Кількісною величиною, що визначає ККД лазера, є квантовий вихід. Необхідно розрізняти внутрішній квантовий вихід

$$\eta_{\text{в}} = \frac{\text{кількість фотонів, що випромінюють за 1 с в } p, - n \text{ переході}}{\text{кількість актів рекомбінації пар в 1 с} + \text{зовнішній квантовий вихід}}$$

$$\eta_0 = \frac{\text{кількість фотонів, що виходять з напівпровідникового лазера за 1 с}}{\text{кількість актів рекомбінації пар в 1 с}}$$

Практично через втрати енергії електронів $E_{\text{э}}$ і дірок $E_{\text{л}}$ в кристалі $\eta_{\text{в}} \leq \eta_0$

$$\eta_0 = \frac{h_{\omega}}{h_{\omega_{\text{н}}}} \sim \frac{U_0 - U_{pn}}{P_{\text{эл}}} e$$

Зазвичай в безперервному режимі навіть при кімнатній температурі потужність складає одиниці або десятки мВт, а ККД – кілька відсотків:

$$\eta_0 = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{P_{\text{ЭЛ}} + i^2 R} \approx \eta_{\text{Э}} \frac{U_{\text{pn}}}{U_0} \quad (6.10)$$

Найбільш високий ККД (50...80%) можуть мати інжекційні лазери. Від лазерів з електронним збудженням можна отримати ККД 20...30%. Найбільшу потужність (близько кіловат) отримують в імпульсному режимі генерації. У цьому випадку основним чинником, що обмежує потужність, є руйнування дзеркал резонатора. Це руйнування відбувається зазвичай при досягненні деякої критичної питомої потужності, яка для епітаксійних p - n -переходів в AsGa становить в розрахунку на одиницю ширини діода близько $8 \cdot 10^4$ Вт/м. При роботі поблизу критичної позначки вихідної потужності термін служби лазера різко скорочується - це так зване явище *катастрофічної деградації*. Якщо ж працювати при оптимальних режимах накачування, то термін служби лазера становить тисячі годин.

Коротенько опишемо конструкцію інжекційного лазера. Активним середовищем його є кристал AsGa n -типу 1 і p -типу 3 сірого кольору, кубічної форми (рис. 6.6, а).

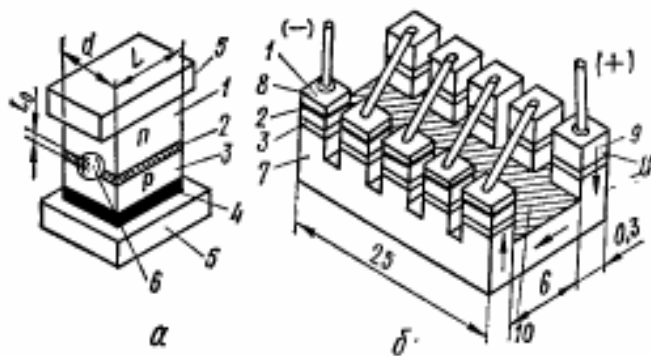


Рис. 6.6 Схеми конструкції інжекційного напівпровідникового лазера (а) і матриці лазерних діодів (б):

1, 3 — напівпровідники n - і p -типів; 2 — p - n перехід; 4 — омический контакт; 5 — теплопровідящая плата; 6 — полусферическая лунка для концентрации излучения; 7 — металлизированная подложка; 8 — полоска GaAs-AlGa_{1-x}As; 9 — медная полоска; 10 — металлизация; 11 — отражающее покрытие

У арсеніді галію p - n -перехід 2 зазвичай створюється шляхом дифузії акцепторних домішок (Zn, Cd, Mg, Na, Cu) в матеріал, легований донорними домішками (зазвичай Ti або Se). Напівпровідник n -типу легований Ti до концентрації $(1...2) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Глибина залягання переходу становить 2...100 мкм в залежності від часу і температури дифузійного відпалу. Цей перехід розташований приблизно посередині між гранями, до яких підводиться електрична напруга. Області p і n мають концентрації, при яких стани електронів і дірок близькі до виродження (10^{20} см⁻³). Щоб забезпечити хороший контакт з n -області, кристал GaAs

припадає до молибденової плати 5, покритої шаром золота. Поверхню p -області покрита сплавом золота зі сріблом. Підведення струму та відведення тепла від кристала забезпечуються спеціальним пристроєм – кристалодержателем 4, 5.

Дві бічні грані кристала паралельні і являють собою відбивачі оптичного резонатора, довжина якого становить $L \sim 10...200$ мкм. За рахунок великого показника заломлення $n = 2,4...3,6$ для діапазону довжин хвиль $\lambda_0 = 2,9...0,8$ мкм виходить значний (20...40 %) коефіцієнт відбиття на границі кристал - повітря. Поліровані грані, що утворюють оптичний резонатор, забезпечують позитивний зворотний зв'язок, необхідний для генерації випромінювання. Якщо зменшити коефіцієнт відбиття шляхом нанесення на поверхню граней чвертьхвильових діелектричних покриттів, то кристал буде працювати як активний елемент підсилювача вимушеного випромінювання. Резонатори по відношенню до активної речовини можуть бути з внутрішніми і зовнішніми дзеркалами (див. Рис. 6.3).

Накачування здійснюється або постійним, або імпульсним струмом тривалістю від декількох мікросекунд до декількох десятків часток мікросекунди. Частота повторення імпульсів може становити сотні кілогерц. Коли сила струму досягає приблизно 100 А (при 77 К), відбувається різке збільшення інтенсивності випромінювання. При $T = 4,2$ К таке збільшення буде при струмі 6 А. Відповідно щільності струму складають близько 10^4 А/см² ($T = 77$ К) і 600 А/см² ($T = 4,2$ К).

Дифракційні властивості випромінювання такі, що випромінюючу грань лазера можна розглядати як щілину, яка є джерелом когерентного випромінювання. Розбіжність пучка випромінювання у вертикальній і горизонтальній площинах дорівнює відповідно 6 і 1. Ці значення дуже близькі до дифракційних меж, якщо прийняти товщину p - n -переходу близько 20 мкм, а ширину - близько 0,1 мм. Фактичний розмір активної області у вертикальному напрямку дорівнює приблизно 1 мкм, а ефективна ширина випромінюючої області складає близько 10 мкм. Інші характеристики лазера також сильно залежать від температури. Так, при зміні температури від 4,2 до 125 К сила порогового струму збільшується в 25 разів. При більш високих температурах зміна щільності струму пропорційна T . При кімнатних температурах щільність порогового струму сягає 10^5 А/см². Значення щільності

порогового струму залежать від ступеня легування напівпровідника.

Зміна температури активного середовища призводить також до зміни спектра випромінювання. Воно пов'язане із залежністю показника заломлення від температури, що призводить до зміни власних мод резонатора і відстані між ними. Наприклад, при $\lambda_0 \sim 0,84$ мкм $\Delta\lambda = \lambda_0/(2nI) \sim 10^{-4}$ мкм. Наведемо ще деякі характеристики інжекційного лазера.

Площа поверхні, що випромінює кристал становить $0,02 \times 0,1$ мм². При живленні постійним струмом і глибокому охолодженні ($T \sim 4$ К) такий кристал безперервно випромінює ~ 12 Вт. Збільшення температури кристала приводить до збільшення концентрації нерівноважних носіїв заряду в 30 разів і вони проникають в область p - n -переходу на глибину 1...20 мкм. Граничне значення імпульсної потужності визначається стійкістю випромінюючої поверхні напівпровідника до його власного випромінювання. Критична щільність потужності випромінювання - $(4 \dots 8) \cdot 10^6$ Вт/см². При температурі кристала $T = 300$ К вихідна потужність дорівнює близько 60 Вт; частота генерації - близько 1 кГц, тривалість імпульсу - близько 100...200 нс. Взагалі частота генерації індукованого випромінювання може бути збільшена до 100 кГц.

Для збільшення вихідної енергії лазерні діоди конструктивно оформлюють у вигляді матриці (рис. 6.6, б). Типові характеристики її при $T = 300$ К наступні: імпульсна потужність $P_{\text{вих}} \sim 0,5 \dots 1$ кВт, розбіжність $\gamma = 4 \dots 6$ в площині p - n -переходу і $\gamma = 10 \dots 20^\circ$ в ортогональній площині. Довжина хвилі $\lambda = 0,84 \dots 0,89$ мкм. Градієнт довжини хвилі складає $d\lambda/dT = (1,2 \dots 1,5) \times 10^{-4}$ мкм/К.

Отже, щоб отримати інжекційний напівпровідниковий лазер, необхідно:

1. шляхом послідовного легування виростити кристал з p - n -переходом;
2. знизити потенційний бар'єр шляхом інжекції носіїв заряду, тобто отримати інверсію заселеностей $\mu_e - \mu_d > \Delta E$;
3. забезпечити позитивний зворотний зв'язок, створивши резонатор з полірованих граней кристала або відколу грані кристала;
4. розробити конструкцію і технологію виготовлення напівпровідникового лазера;

5. вибрати схему і спроектувати систему накачування.

Методичні вказівки

В результаті вивчення цієї теми необхідно:

знати фізику напівпровідникових лазерів, методи накачування напівпровідникових середовищ, конструкції, технологію іжекційних і гетеролазерів, параметри, характеристики, області застосування;

вміти провести розрахунок основних характеристик напівпровідникових лазерів.

Питання для самоперевірки

1. Поясніть фізичні основи напівпровідникових лазерів. Зонна теорія виродження.
2. Методи інвертування в напівпровідникових лазерах.
3. Як відбувається поглинання і випромінювання світла в напівпровідниках?
4. Поясніть формування спектра випромінювання в напівпровідниках.
5. Конструкція, принцип дії інжекційних напівпровідникових лазерів. Параметри.
6. Технологія, устаткування для виготовлення лазерів.
7. Напівпровідниковий лазер з електронним збудженням. Конструкція, принцип роботи, параметри.
8. В чому особливість гетеролазерів? Характеристики, параметри. Матеріали для гетероструктур.
9. Модель і особливості конструкції лазерного діода і матриці.
10. Технологічні особливості виготовлення гетеролазерів.

Тема 7. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЛАЗЕРИ

Активне середовище більшості твердотільних лазерів складається з кристалічних або скляних стрижней довжиною кілька сантиметрів або з дисків міліметрової товщини, легованих оптично активними іонами. Для цього використовуються звичайні перехідні метали (Cr, Ni, Co) або рідкоземельні (Nd, Er, Ho). Лазерне випромінювання породжується частково у внутрішніх незаповнених оболонках, що значною мірою екрануються від кристалічного поля. Переходи тут вузькополосні, як і у вільних атомів, і знаходяться в інфрачервоній або видимій області спектра. Окрім цього існують і широкополосні рівні, необхідні для створення перестроювальних лазерів.

При легуванні частина атомів (від 10^{-4} до 10^{-1}) заміщається домішковими атомами. Відповідно до цього щільність лазерних часток складає близько 10^{19} см^{-3} , що значно вище за щільність часток в газових лазерах (від 10^{15} до 10^{17} см^{-3}).

Збудження здійснюється шляхом так званої оптичної накачки з використанням ламп, напівпровідникових діодів або інших лазерів. Оскільки час життя на верхніх лазерних рівнях в більшості випадків вельми тривалий, у твердих тілах вдається накопичити більшу оптичну енергію з виділенням високої енергії та потужності імпульсів при малих тривалості останніх. Робоча речовина для твердотільного лазера - кришталь або скло - має мати сприятливі оптичні, механічні та термічні властивості, у тому числі характеризуватися оптичною однорідністю, стійкістю до розтину та високою теплопровідністю. Для виготовлення кристалів вибирають оксиди та фториди, для стекол – фосфати та силікати.

З оксидів можна назвати, зокрема, сапфір, гранати та алюмініти. Першою лазерною речовиною став сапфір Al_2O_3 рубінового лазера. Із гранатов найбільш відомі $Y_3Al_5O_{12}$ (ІАГ = ітрій-алюмінієвий гранат), $Gd_3Ga_3O_{12}$ (ГГГ = гадоліній-галієвий гранат) та $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ (ГСГГ = гадоліній-скандій-галієвий гранат), що використовуються в неодимових лазерах. З алюмінатів, обраних в якості активного середовища лазера, можна назвати $YAlO_3$, легований Nd, Er, Мо або Тм. Крім того, застосовується леговані неодимом вольфрамати (Nd: $CaWO_4$) і берилати (Nd :). Що

стосується фторидів, то тут особливу цікавість представляють і YLiF_4 , леговані різними іонами - Nd, Ho і Er.

В спеціальному класі твердотільних лазерів енергетичні рівні розширені в результаті взаємодії світлових електронів з коливаннями кристалічної ґратки. Ця обставина дозволяє таким лазерам здійснювати широкополосну безперервну перебудову довжин хвиль. Найважливішими представниками тут є лазери: на олександриті ($\text{Cr: BeAl}_2\text{O}_4$), на TiSa ($\text{Ti}^{3+}: \text{Al}_2\text{O}_3$), фостериті ($\text{Cr: Cr}^{4+}\text{Mg}_2\text{SiO}_4$), а також хром-LiSAF-лазер (Cr: LiSrAlF_6) та ін.

Ще один клас перестроювальних твердотільних лазерів представляють установки на центрах забарвлення (F-центрах), де використовуються кристали лужних галогенідів з дефектами, що викликають певне забарвлення кристалів.

Розглянемо найважливіші твердотільні лазери комерційного призначення, у яких довжини хвиль в області спектра від червоної до інфрачервоної складають від 0,7 до 3 мкм.

7.1. Рубінові лазери

Рубіновий лазер є першою реалізованою на практиці лазерною системою. Тут в якості активного середовища використовується кристалічний стрижень з синтетичного рубіна, основу якого становить кристал Al_2O_3 (сапфір), легований тривалентними іонами хрому ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$). При витягуванні кристала в даному випадку до розплаву Al_2O_3 додається 0,05 вагових відсотків Cr_2O_3 , в результаті в кристалічній ґратці приблизно 10^{19} іонів Al^{3+} заміщуються іонами Cr^{3+} , що і надає кристалу характерну червонуватого забарвлення. Лазерні переходи відбуваються в електронних оболонках іонів Cr^{3+} .

7.1.1. Схема енергетичних рівнів

Спрощена схема енергетичних рівнів рубінового лазера показана на рис.7.1. В результаті оптичного накачування (зазвичай із застосуванням лампи-спалаху) електрони піднімаються з основного рівня $^4\text{A}_2$ в зоні $^4\text{F}_2$ та $^4\text{F}_1$. Спектр поглинання

рубіна для світла накачування зображений на рис.7.2. Використані там позначення енергетичних рівнів не відповідають позначенням, прийнятим щодо вільних атомів і іонів, а запозичені з теорії кристалічних полів, яка описує вплив електричного поля зовнішніх атомів активного кристала на домішкові центри Cr^{3+} . Від смуг поглинання електрони менш ніж за 1 наносекунду безвипромінювально переходять у верхній лазерний рівень ${}^2\text{E}$, який розщеплюється на рівні ${}^2\text{A}$ з інтервалом 29 см^{-1} . Між двома цими рівнями здійснюється швидкий енергообмін (1 нс), так що можна вчислити співвідношення величин населеності по розподілу Больцмана. Для кімнатної температури отримують майже однакову заселеність обох рівнів, а загальний час життя на $\underline{\text{E}}$ і $\underline{\text{A}}$ складає 3 мс; ці рівні позначаються як метастабільні стани. Завдяки їх довгому часу життя велике число електронів під час короткого імпульсу світла накачування має можливість зібратися у верхньому лазерному рівні, так що при досить інтенсивному поглинанні виникає перенаселеність в порівнянні з основним станом. Флуоресценція складається з ліній R_1 та R_1 рівнів $\underline{\text{E}}$ і, відповідно, $\underline{2\text{A}}$. Лінія R_1 досягає порогу генерації лазера раніше, так що зазвичай тільки вона і збуджується.

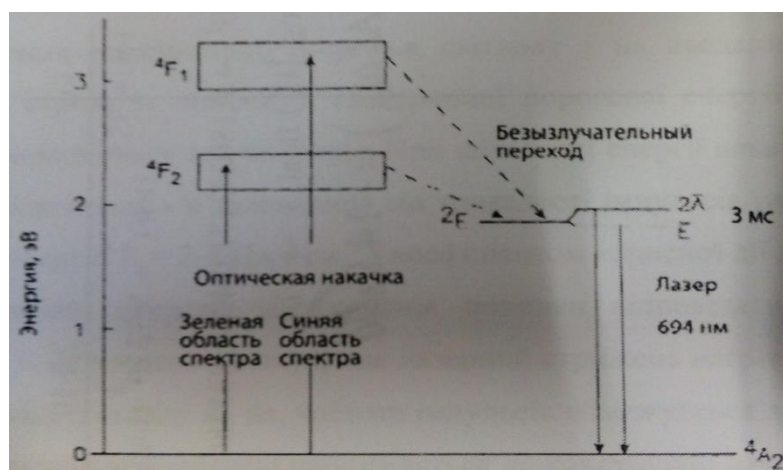


Рис. 7.1. Енергетичний рівень і переходи у рубінового лазера.

З рис.7.2 видно, що поглинання світла накачування носить анізотропний характер, тобто залежить від напрямку напруженості світлового поля E щодо вісі кристала. Те саме можна сказати і по відношенню до ефективних поперечних перетинів випромінювання, в зв'язку з чим лазерне випромінювання поляризоване в

тому самому напрямку, де ефективний поперечний переріз є найбільшим для вимушеного випромінювання.

Рубіновий лазер є дворівневою системою, недолік якої полягає в тому, що близько 50% атомів має бути збуджено, перш ніж буде досягнута перенаселеність і відбудеться посилення світла. Це вимагає високої енергії накачування для досягнення порогу лазерного випромінювання. Сприятливо позначається довгий час життя (3 мс) на верхньому лазерному рівні, що дозволяє зберегти помірну потужність накачування. Необхідна висока швидкість накачування в практичних умовах може бути отримана тільки в імпульсному режимі. Ще одним недоліком трирівневої системи є те, що самопоглинання відбувається, зокрема, в слабо накачаних зонах кристала.

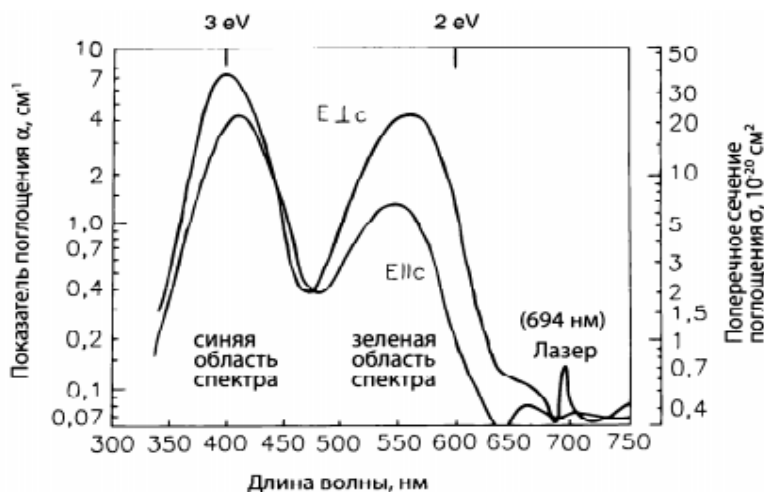


Рис. 7.2 Спектр поглинання рубіна (легування $1,9 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ в Al_2O_3) при кімнатній температурі (верхня крива: електричне поле світла перпендикулярне вісі c ; нижня крива: те ж саме, паралельно вісі c) (за даними Кнойбюля, Зіґріста та Кехнера).

В якості альтернативи рубінового лазера може бути запропонована система Рг: YLiF_4 . Там легований празеодимом ітрій-літій-фторидний (ІЛФ) кристал має кілька ліній випромінювання в червоній області спектра і являє собою 4-рівневий лазер, який потребує набагато меншої енергії накачування, ніж пристрій на рубіновому стрижні. Правда, кристали ІЛФ в механічному сенсі не настільки стабільні, як рубінові кристали, але зате з ними дуже легко орудувати.

7.1.2. Випромінювання рубінових лазерів

Рубіновий лазер, як і всі інші твердотільні лазери, може використовуватися в наступних режимах генерації: нормальному (або стандартному), з модульованою добротністю, з синхронізацією мод (див. Таблицю 7.1). Безперервний режим (потужність 1 мВт) практичного значення не має. У стандартному (нормальному) режимі випромінювання рубінового лазера здійснюється під час імпульсу накачування не безупинно, а з сильними статистичними пульсаціями потужності - так званими «пічками» (рис. 7.2). В особливих випадках спостерігаються також регулярні, або закономірні релаксаційні коливання.

Поява «пічків» може розцінюватися як процес встановлення лазера, який після включення світла накачування досягає своєї стаціонарної інтенсивності тільки після того, як його потужність багаторазово перевершить стаціонарне кінцеве значення. Дане явище успішно використовується при вирішенні проблем обробки матеріалів.

Таблиця 7.1. Різні режими роботи лазера ($\lambda=694,3$ нм) з типовими характеристиками випромінювання

| Режим генерації | Тривалість імпульсів | Імпульсна потужність | Енергія імпульсі в |
|---|----------------------|----------------------|--------------------|
| Стандартний | 0,5 мс | 100 кВт | 50 Дж |
| імпульсний | 10 нс | 100 МВт | 1 Дж |
| с модуляцією добротності з синхронізацією мод | 20 пс | 5 ГВт | 0,1 Дж |

7.1.3. Конструктивне виконання рубінових лазерів

Стрижні комерційних рубінових лазерів виготовляються зазвичай довжиною 30 см і діаметром до 2,5 см. Оптимальне легування відповідає концентрації Cr^{3+} : $n=1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для досягнення порогу лазерного випромінювання потрібна

мінімальна енергія накачування: $Es \approx 0.5 \cdot n \cdot h \cdot f_p \sim 3,2 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}$, при чому $hf_p = 4 \cdot 10^{19} \text{ Дж}$ означає енергію одного фотона накачування. Через втрати на перетворення електричної енергії в світлову і на введення світлової енергії в лазерний стрижень щільність електричної порогової енергії накачування (до $100 \text{ Дж}/\text{см}^3$) виявляється значно вище. При щільності енергії накачування від 200 до $800 \text{ Дж}/\text{см}^3$ досягається - в залежності від тривалості імпульсів накачування - щільність вихідної енергії: $E = 2\text{-}4 \text{ Дж}/\text{см}^3$ з коефіцієнтом корисної дії до 1% .

Обране джерело накачування повинне відповідати спектру поглинання (рис.7.2). В результаті накачування лазерний стрижень нагрівається і може надавати фокусуючу дію. З огляду на це, частота імпульсів обмежується декількома Гц. Технічне виконання такого пристрою наближається до конструкції лазера на склі з неодимом.

Важливою сферою застосування рубінового лазера вважається голографія. Для цього доводиться істотно скорочувати число поздовжніх мод нижче ширини лінії, щоб отримати довжину когерентності в кілька метрів. Шляхом установки частотно-селективних елементів вдається зменшити ширину лінії, наприклад, з 300 ГГц до 30 МГц . При цьому використовуються лазерно-підсилювальні системи з енергією від 1 до 10 Дж .

7.2. Лазери на алюмоітрієвому гранаті з неодимом

Відомим твердотільним лазером є також неодимовий лазер, у якого генерується випромінювання іонів Nd^{3+} . Іон Nd^{3+} може бути вбудований як активатор в різні робочі речовини, причому для цілей генерації лазерного випромінювання найчастіше залучають кристали ІАГ (ітрій-алюмінієвий гранат – $Y_3Al_5O_{12}$) і різні стекла. Кристал ІАГ дає високе підсилення і відповідні механічні та термічні властивості, так що він знаходить застосування в численних безперервних і імпульсних лазерах.

Лазер на алюмоітрієвому гранаті з неодимом відноситься до найважливіших типів лазерів, призначених для використання в науці і техніці, особливо в

вимірювальної техніці, а також при обробці матеріалів, в медицині, спектроскопії і голографії.

Іншим не менш популярним кристалом є Nd: Cr: ГСГГ (гадоліній-скандій-галієвий гранат), у якого смуги поглинання відмінно підходять до випромінювання ламп-спалахів, що дає високий коефіцієнт корисної дії. До недоліків же можна віднести сильні теплові фокусуючі ефекти, що виникають в результаті нагрівання при оптичному накачуванні.

Для спеціального застосування, наприклад, в якості генератора з синхронізованими модами у великих скляних лазерах, використовуваних при дослідженнях плазми, вибирається пристрій на Nd: ІЛФ (легований неодимом ітріїлітій-фторид).

Лазери на склі з неодимом відрізняються великою шириною смуги, що надзвичайно важливо при генерації коротких імпульсів. Скло при цьому може виконувати функцію підсилювача високої енергії. Безперервний режим роботи лазерів на склі з неодимом неможливий через недостатнє посилення.

7.3. Лазер з призмовим затвором

Структурна схема лазера з призмовим затвором складається з рубінового лазера, головки затвора, електронної схеми синхронізації і датчика оптичного сигналу. У лазері використаний кристал рубіна довжиною 120 мм і діаметром до 12 мм з орієнтацією оптичної осі 90 град. Джерелом накачування є прямі імпульсні ксенонові лампи типу ІФП-1200. Оптичний резонатор утворений плоским діелектричним дзеркалом і призмою повного внутрішнього віддзеркалення, посадженої на вал швидкісного двигуна, що має частоту обертання близько $30 \cdot 10^3$ Гц. Електронний блок затвора створює необхідну синхронізацію підпалу імпульсної лампи з кутовим положенням обертається призми. У всіх випадках роботи лазера з затвором підбиралася величина затримки підпалу імпульсної лампи відповідна отриманню максимальної пікової потужності. Точність визначення амплітуди імпульсу не нижче 10 %. Нейтральні фільтри для кожної серії вимірювань

вибиралися постійними.

На рис. 7.3. наведені статичні характеристики для трьох рубінових кристалів. Кожна характеристика має свою крутизну, при чому нахил гілок однієї і тієї ж характеристики може бути різний. Крім того, мінімальна порогова енергія накачування не завжди відповідає нульовій юстировці дзеркал оптичного резонатора. Це пов'язано з тим, що зразки активної речовини мають різні оптичні якості. Відомо, що інтенсивність випромінювання пов'язана з величиною втрат і швидкістю їх зміни, тобто з крутизною статичної характеристики.

Динамічні характеристики лазера з модульованою добротністю дозволяють встановити зв'язок між інтенсивністю вихідного випромінювання і такими параметрами, як швидкість включення затвора, енергія накачування кристала активної речовини, розміри і добротність оптичного резонатора. Залежність амплітуди імпульсу випромінювання A від швидкості обертання призми n_{Π} представлено на рис. 7.3 б.

З подовженням оптичного резонатора спостерігається посилення інтенсивності лазера, що пов'язане зі збільшенням крутизни статичної характеристики і селекцією поздовжніх мод по осі резонатора. Підвищення порогової енергії накачування з ростом L починає зменшуватися. При зміні прозорості від 0 до 0,2 інтенсивність випромінювання збільшується майже лінійно і досягає максимального значення при 0,4, після чого починає зменшуватися. Крутизна ж статичної характеристики монотонно зростає зі збільшенням прозорості. Основною причиною зменшення вихідної інтенсивності при збільшенні прозорості дзеркал є зростання порогової енергії накачування. Оптимальним з точки зору отримання максимальної вихідної потужності значенням прозорості дзеркал є 0,4-0,5. Найбільш проста оптична схема лазера з модуляцією добротності резонатора затвора з призмою, що обертається - дахом і діаграма режимів роботи лазера в залежності від кутової швидкості обертання призми і величини інверсії населеності показані на рис. 7.4 а. В області I величина інверсії недостатня для розвитку генерації, в області II генеруються одиночні імпульси, в області III можна отримати імпульс, що багатократно повторюється. На осі високошвидкісного двигуна

встановлюють оправу з призмою повного внутрішнього відображення рис. 7.4. а. Регуляція серії імпульсів випромінювання звичайної інтенсивності можлива при будь-яких методах внутрішньої модуляції випромінювання. Зазвичай тривалість імпульсу лампи накачування дорівнює 1-2 мс, тоді як час накачування, необхідний для генерації гігантського імпульсу максимальної інтенсивності, становить сотні мікросекунд (в нашому випадку 200). У перший момент після гігантського імпульсу активна речовина залишається в збудженому стані, при якому кількість атомів на метастабільному і основному рівнях приблизно однакова. Тому для повторного створення вихідної перенаселеності необхідно значно менше енергії накачування. Осцилограми послідовності одиночних імпульсів для повільних швидкостей включення затвора наведені на рис. 7.4 б. У цьому випадку перед фотоприймачем містилися калібровані нейтральні фільтри із загальним ослабленням в 100 разів. Складна структура імпульсів пов'язана з малою швидкістю включення затвора. Перевагою описаного модулятора є порівняно малі втрати енергії випромінювання і можливість отримання великих частот проходження імпульсу при відносно простій конструкції оптико-механічної системи.

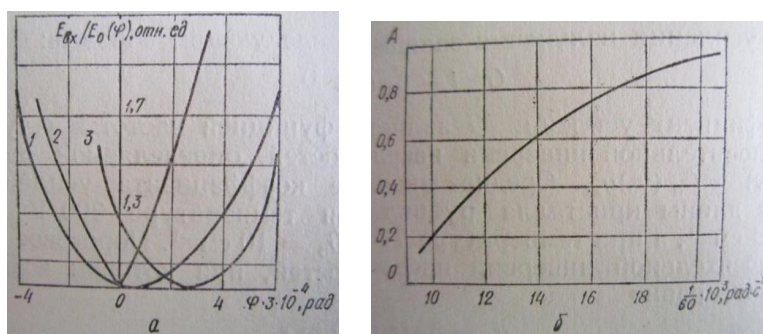


Рис. 7.3. Статичні характеристики призмового затвора рубінового лазера (а) і динамічна характеристика гігантського імпульсу (б).

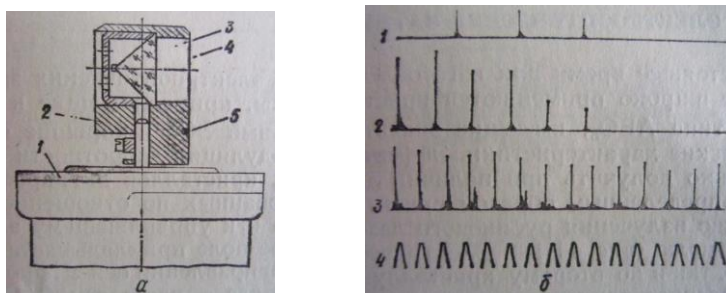


Рис.7.4. Схема конструкції призмової головки оптихімічного затвора (а) і осцилограми послідовностей одиночних гігантських імпульсів (б)

7.4. Ербієві та гольмієві лазери

7.4.1. Лазери на ербії

З точки зору коефіцієнта корисної дії і вихідної потужності, лазер на ербії, м'яко кажучи, не виявляє видатних показників. Проте, він знаходить своє застосування вже в силу того, що пропонує довжини хвиль 2,7-2,9 мкм і 1,54 мкм. У кристалічного Er-лазера за основу береться зазвичай ІАГ (ітрій алюмінієвий гранат), YAlO_3 , ІСГТ (ітрій-скандій-галієвий гранат) або YLiF_4 (ІЛФ = ітрій-літій-фторид). Легування тут всюди відносно сильне. У кристалів Er: ІАГ до 50 % атомів ітрія заміщується ербієм. Схеми енергетичних рівнів іонів Er^{3+} в цих випадках схожі, причому мають місце зрушення ліній (рис. 7.5).

Особливого значення набувають довжини хвиль ($\lambda = 10^4$ см), що дозволяє успішне застосування таких лазерів в медицині - зокрема, для відшарування тканин і т. п.

Er-лазер з довжиною хвилі 3 мкм (фактично цей параметр становить від 2,7 до 2,9 мкм) накачується, як і інші твердотільні лазери, за допомогою ламп-спалахів або лазерних діодів. Поглинаючі рівні ($^4I_{9/2}$ та вище) постійно розщеплені, так що діапазони довжин хвиль шириною близько 5 нм сприяють збудженню. Зі схеми енергетичних рівнів на рис. 7.5 видно, що нижній лазерний рівень забезпечує більш довгий час життя (5 мс), ніж верхній. Тому імпульси накачування повинні показувати і більш стрімке наростання. Перед наступним імпульсом доводиться чекати спустошення нижнього лазерного рівня. Передача енергії накачування на різні рівні ербія представляє собою досить складний процес. Поряд з простим спонтанним розпадом верхніх станів, відбуваються також процеси обміну енергією між сусідніми іонами Er. Наприклад, нижній лазерний 2,9 мкм-рівень спустошується, в той час як енергія, що звільнилася використовується для $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ - збудження іншого іона (перетворення з підвищенням частоти, англ. Conversion). В процесі, що забезпечує населеність верхнього лазерного рівня $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ беруть участь численні фонони.

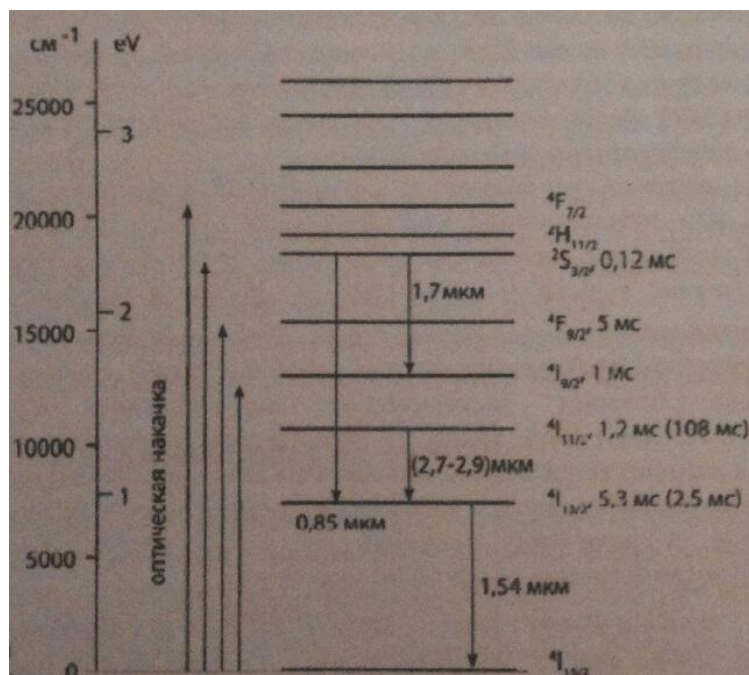


Рис. 7.5. Енергетичні рівні, переходи накачування і лазерні переходи від Er^{3+} в YAlO , IAG , ISGG або ILF . Ця тривалість флуоресценції відноситься до YAlO/IAG (по Кехнеру). Довжина хвилі в (2,7-2,9) μm -діапазоні складає: $\text{YAlO} \rightarrow 2,73 \mu\text{m}$, $\text{IAG} \rightarrow 2,94 \mu\text{m}$, $\text{ISGG} \rightarrow 2,70 \mu\text{m}$, $2,79 \mu\text{m}$.

Модуляція добротності можлива при 3 μm . Поряд з електрооптичними затворами знаходять застосування і п'єзоелектричні конструкційні елементи, засновані на принципі порушеного повного внутрішнього відбиття. Їх називають також FTIR-модуляторами (від англ. Frustrated total internal reflection).

Ербій можна також вбудовувати в скло, що дозволяє потім генерацію лазерного випромінювання з довжиною хвилі приблизно 1,54 μm . Перехід здійснюється між самим нижнім рівнем $^4I_{13/2}$ і основним станом $^4I_{15/2}$. Таким чином, мова йде про трьохрівневий лазер. Тут знаходять застосування силікатні і фосфатні стекла, сенсibiliзуємі ітербієм (Yb^{3+}). Останній має смуги сильного поглинання для світла накачування близько 1 μm і активно передає енергію іонам Ег. Основною областю застосування лазера з довжиною хвилі 1,54 μm є безпечні для зору далекоміри. При цьому випромінювання поглинається на поверхні ока, що не так шкідливо для зору, як випромінювання, що фокусується кришталиком ока на його сітківку.

Леговані ербієм скловолокна використовуються в якості лазерних підсилювачів для довжини хвилі 1,55 мкм в області далекого зв'язку.

7.5. Волоконні лазери

Лазерні стекла витягуються в тонкі скловолокна, які підлягають (переважно оптичній) накачці через вихідний торець (рис. 7.6). Такі волоконні лазери генерують дифракційно-обмежене випромінювання основної моди, якщо використовується одномодове волокно. Завдяки великій - у порівнянні з обсягом - площі волокна має місце ефективне відведення тепла, що дозволяє обходитися без додаткового охолодження подібних волоконних лазерів. Функціонуючі в безперервному режимі волоконні одномодові лазери на активному середовищі з неодимом генерують вихідні потужності до 1 Вт при найкращій якості пучка.

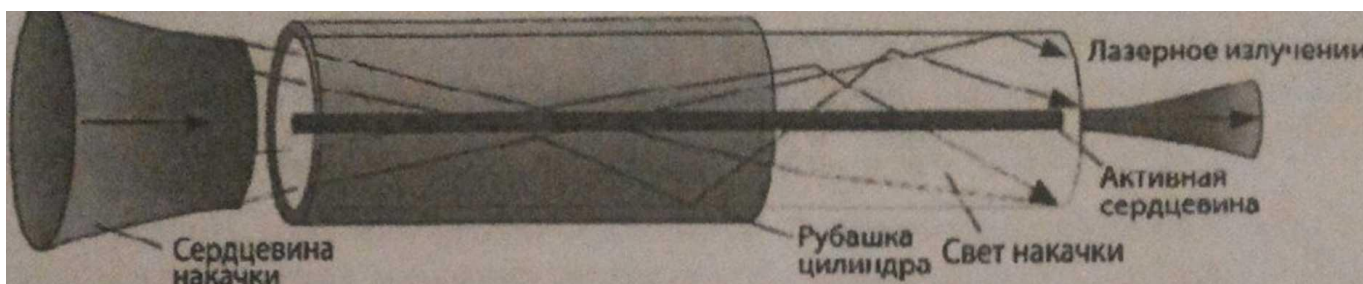


Рис. 7.6. Волоконний лазер.

Більш високі потужності досягаються волоконними лазерами з подвійною серцевиною (рис.7.6). Активна серцевина, яка визначає якість пучка лазерної системи, знаходиться в оточенні другий серцевини. Ця так звана серцевина накачування виводить випромінювання накачування з діодного лазера. Потужність безперервного волоконного лазера з подвійною серцевиною може становити кілька сотень ват і обмежена нелінійними ефектами, як то: вимушеним випромінюванням комбінаційного розсіювання або дефектами речовини при високій інтенсивності світла. З метою подальшого підвищення потужності діаметр одномодової серцевини утримується за можливості максимально великим, для чого зменшується різниця показників заломлення в волокні. Слід, втім, мати на увазі, що це призводить до

малої числової апертури і надмірних втрат при вигині.

У лазері з волокна з подвійною серцевиною генерується лазерне випромінювання в активній одномодовій серцевині. Випромінювання накачування здійснюється в багатомодовій серцевині, що оточує одномодову серцевину. Світло накачування проходить по всій довжині волокна в лазерну серцевину, що забезпечує вимушене випромінювання.

Подальше збільшення діаметра серцевини для одномодових лазерів може бути отримане шляхом використання лазерних оптокрystalічних волокон. Йдеться про волокна з легованого кварцового скла, що містять наповнені повітрям капіляри. Знаходять застосування також фотонні лазери з волокна з подвійною серцевиною.

У волокнах процеси перетворення з підвищенням частоти дають видиме лазерне випромінювання при накачуванні за допомогою інфрачервоних лазерних діодів. При цьому замість звичайних волокон з кварцового скла застосовують так звані волокна ZBLAN, леговані іонами рідкоземельних елементів типу Pr, Er або Tm^{3+} . Іони тулію дають, наприклад, лазерне випромінювання в синій області спектра з довжиною хвилі 482 нм і вихідною потужністю до 0,1 Вт при накачуванні з довжиною хвилі 1120 нм. При цьому за допомогою двох- або багатоступеневих процесів поглинання з діодними лазерами в інфрачервоній області спектра збуджуються вищележачі енергетичні рівні, здатні генерувати короткохвильове лазерне випромінювання. Таким чином, із застосуванням легованих неодимом або тулієм волокон зі фторвмістного скла, вдається реалізувати лазерне випромінювання в ультрафіолетовій та синій областях спектра.

Досить широке застосування мають також скловолокна, леговані ербієм. Вони використовуються в оптичних підсилювачах для довжини хвилі 1,55 мкм при скловолоконному зв'язку.

Завдання

1. (а) Обчислити максимальну щільність енергії, яка може накопичуватися в кристалі після накачування рубінового лазера з концентрацією $\text{Cr} = 0,05$ вагових % Cr_2O_3 (масове число $\text{Cr} = 52$, $\text{O} = 16$, щільність рубіна $\rho = 4 \text{ г/см}^3$, число Авогадро $N = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль). Слід врахувати, що тільки атоми Cr сприяють процесу генерації лазера. (б) Яка максимальна енергія, яку випромінює в одному лазерному імпульсі (при діаметрі кристала $d = 3 \text{ мм}$, довжиною $l = 5 \text{ см}$)? (в) Які величини пікової потужності імпульсів і інтенсивності при тривалості імпульсів 10 нс ?
2. Визначіть порогову інверсію для лазера на алюмоіттрієвому гранаті, легovanому неодимом. Дзеркала мають коефіцієнт відбиття 11 та $0,8$. Стрижень лазера має довжину 5 см . Ефективний поперечний перетин для індукваного випромінювання становить $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$.
3. Обчислити інтенсивність випромінювання для кристала Nd: IAG ($1,06 \text{ мкм}$). Час життя на верхньому лазерному рівні становить 230 мкс , а ефективний поперечний переріз для індукваного випромінювання $3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Яка потужність лазерного генератора повинна поглинатися в підсилювачі K1: IAG з діаметром $d = 8 \text{ мм}$, щоб ефективно прийняти запасену енергію в посилений пучок?
4. Твердотільний неодимовий лазер функціонує з конденсатором 10 мкФ і напругою 1 кВ . Коефіцієнт корисної дії становить 1% . (а) Які енергія і потужність у нормальних імпульсів тривалістю $0,1 \text{ мс}$? (б) Обчислити середню потужність при частоті повторення імпульсів 10 Гц .
5. Імпульсний неодимовий лазер перетворює $1,5 \%$ енергії лампи-спалаху в лазерне випромінювання. Обчислити: (а) енергію в імпульсі, імпульсну потужність і середню потужність лазерного випромінювання при тривалості імпульсів $0,2 \text{ мс}$, енергії накачування 1 Дж і частоті повторення 20 Гц , а також (б) визначити ті ж параметри при модуляції добротності (без втрат) з тривалістю імпульсів 5 нс .
6. (а) Чому лазер на ербії при 3 мкм не може функціонувати в безперервному режимі? (б) Які властивості цього лазера роблять його цікавим для медицини?

Методичні вказівки

У цій темі варто звернути увагу на методи збудження трьох- і чотирирівневих систем, особливості імпульсного і безперервного режиму роботи ОКГ, вивчити енергетичні характеристики, вміти зробити їхній розрахунок, побудувати розподіл температурного поля активної речовини, номограму спектрально-просторових величин.

Питання для самоперевірки

1. Модель 3-х рівневого рубінового лазера.
2. Принципи роботи 3-х рівневого ОКГ на твердому тілі.
3. Принципи роботи 4-х рівневого ОКГ на твердому тілі.
4. Основні параметри ОКГ на твердому тілі і як їх оцінювати?
5. Конструкція рубінового лазера.
6. Приведіть конструкції резонаторів для імпульсного лазера.
7. Частотні характеристики рубінового лазера.
8. Принцип дії ОКГ на твердих матеріалах з редкоземельними домішками і які в них частотні характеристики?
9. Принцип дії ОКГ, що працює в режимі гігантських імпульсів.
10. Як здійснити термостабілізацію активного тіла?

Тема 8. ЛАЗЕРИ НА БАРВНИКАХ

З більш ніж 100 барвниками у водних або органічних розчинах (концентрація близько 10^{-3} моль/літр) може (в залежності від вила барвника) досягатися перебудована генерація лазерного випромінювання від 300 нм до більш 1 мкм. Тут використовується, як правило, оптичне накачування в імпульсному і безперервному режимах роботи. Лазер на барвнику в найпоширенішому – перебудованому виконанні знаходить численні застосування в спектроскопії, медицині, біології, в області захисту навколишнього середовища, а також в аналітичній техніці і поділі ізотопів. Завдяки великій ширині смуги лазери цього типу придатні для генерації надкоротких імпульсів (аж до одиниць фемтосекунд), які можуть служити в цілях вивчення швидких процесів, в тому числі фотосинтезу. У медицині лазер на барвнику знаходить застосування в дерматології і фотодинамічній терапії.

8.1. Властивості лазерів на барвниках

У лазерах на барвниках генерується вимушене випромінювання на основі флуоресцентних переходів в молекулах барвника. Мова тут йде про багатоатомні молекули зі сполученими зв'язками і протяжною електронною системою. Відомо, що флуоресценція має досить високий коефіцієнт корисної дії. Хімічна структура типової молекули барвника показана на рис. 8.1. Електронні енергетичні стани діляться на синглетні і триплетні стани (загальний спін $S = 0$ або 1). У синглетному стані спіни електронів розташовуються зустрічно-паралельно, в той час як в триплетному стані два спіна мають паралельне розташування. Найнижчі енергетичні стани в двох цих рівневих системах (рис. 8.2) позначені через S_0 та T_1 а більш високі – через S_1 T_2 S_2 і т.д. Переходи від синглетної системи до триплетної можливі лише з незначною ймовірністю. Дані електронні рівні значно розширені за рахунок коливань і обертань в молекулі і взаємодій з розчинниками. Окремі коливальні

або обертальні рівні не мають дозволу в спектрах поглинання або флуоресценції. З метою спрощення збуджені стани в межах електронних зон будуть називатися далі «коливальними рівнями».

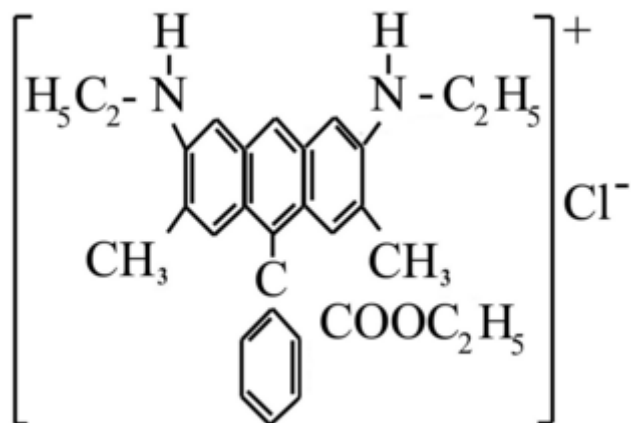


Рис. 8.1 Структура лазерного барвника - родаміну 6Ж

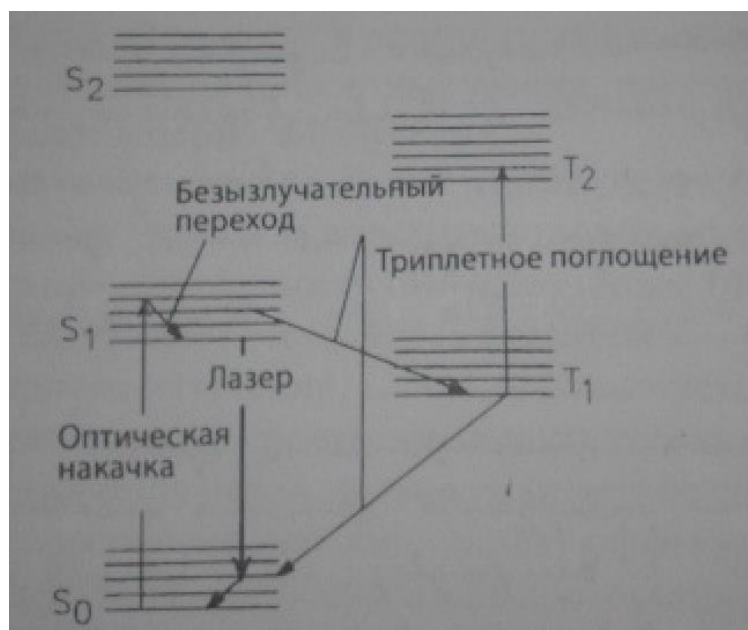


Рис. 8.2. Схема енергетичних рівнів і переходи у лазера на барвнику.

Розчини барвників, згідно рис. 8.3 показують сильне поглинання світла в широкому діапазоні довжин хвиль, яке викликається переходами. На основі дуже швидких безвипромінювальних переходів збуджені електрони протягом пікосекунд потрапляють в найнижчий коливальний рівень. Через кілька наносекунд вони переходять з великим квантовим виходом через випромінювальні переходи в коливальні рівні основного стану. Світло, що при

цьому випромінюється зсунуте по відношенню до поглиненого світла до довгохвильової області (рис. 8.2 і 8.3). Вищерозміщені коливальні рівні основного стану в результаті зіткнень з розчинником протягом пікосекунд розщеплюються в найнижчий стан. Ці переходи між коливальними рівнями відбуваються безвипромінювально, що призводить до нагрівання рідкого розчинника.

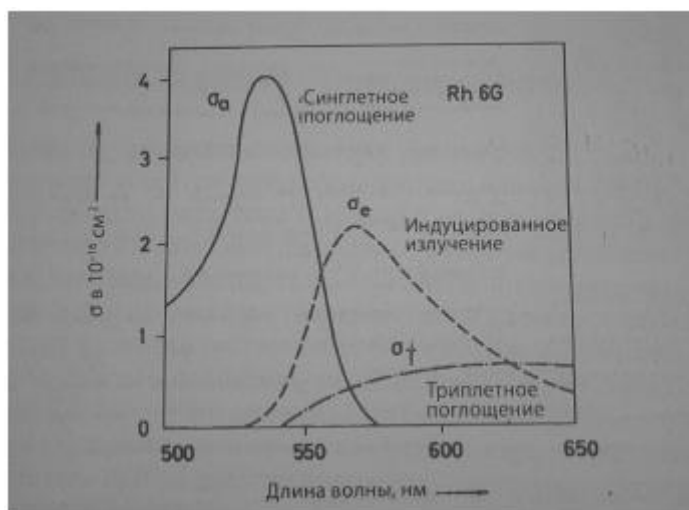


Рис. 8.3 Ефективні поперечні перерізи для поглинання і індукування випромінювання родаміну 6Ж в залежності від довжини хвилі.

Оптичне накачування

Для генерації лазерного випромінювання барвники збуджуються шляхом оптичного накачування. При цьому верхній лазерний рівень енергії є одночасно найнижчим коливальним рівнем S_1 . Час життя близько 1 нс довше, ніж в нижньому лазерному стані, який є збудженим коливальним рівнем основного стану S_0 . Протягом пікосекунд він в результаті релаксації переходить в найнижчий коливальний рівень.

В процесі збудження мають місце такі втрати: на поглинання в вищележачі синглетні стани $S_1 \rightarrow S_2$, а також на безвипромінювальні переходи в триплетний стан $S_1 \rightarrow T_2$. При інтенсивному накачуванні S_1 -стан отримує високу населеність. Оскільки різниці енергій між окремими S —станами приблизно рівні, то при накачуванні відбуваються також переходи що

перешкоджають генерації лазерного випромінювання. Стан T_1 метастабільний ($10^{-7} - 10^{-3}$ с), тому під час накачування в цьому стані збирається велика кількість молекул барвника. Вони можуть в результаті поглинання випромінювання, що підсилюється перейти на вищележачі триплетні рівні, тим самим ускладнюючи або пригнічуючи процес генерації лазерного випромінювання.

Необхідний для переходу $S_0 \rightarrow S_1$ час складає порядка 10 нс. При збудженні лазера на барвнику короткими імпульсами триплет-ефекти ролі не грають. Однак при тривалості імпульсів понад 100 нс і безперервному збудженні вони - в разі деяких видів барвників - здатні привести до зриву генерації лазерного випромінювання. За допомогою відповідних добавок - O_2 чи СОТ (циклооктатетраен) можна зменшити T -населенність, пов'язану із зіткненнями. В результаті знижується небажане триплетне поглинання лазерного випромінювання. До іншого способу скорочення триплет-ефекту вдаються в разі лазерів безперервної дії, коли барвник протікає через зону збудження. Висока T_1 -населенність при цьому неможлива.

8.2. Збудження за допомогою ламп-спалахів

Завдяки застосуванню ламп-спалахів вдається створити досить економічні конструкції лазерів. При цьому використовуються спеціальні лампи, що відрізняються коротким періодом наростання (100 нс) і розташовані коаксиально навколо циліндричної кювети: вони генерують лазерні імпульси тривалістю від 0.1 до 3 мкс. Ці лампи-спалахи складаються з подвійного циліндра, причому у внутрішньому циліндрі знаходиться розчин барвника, а в стінці передбачений розрядний канал. Енергія накачування становить від 50 до 500 Дж. Тут знаходять застосування і лінійні Хе-лампи (10-60 Дж) - такі ж, як у твердотільних лазерів. З урахуванням населеності триплетного стану потрібні короткі імпульси накачування.

Вихідна потужність комерційних лазерів на барвниках з лампою-спалахом

може досягати 20 Вт, а енергія імпульсів - кілька джоулів. Частота проходження імпульсів знаходиться в діапазоні від 1 до 100 Гц. При цьому необхідно - щоб уникнути небажаного нагрівання - подбати про механічну циркуляцію накаченого оптичним способом барвника. Коефіцієнт корисної дії для перетворення електричної енергії, необхідної для спрацьовування лампи-спалаху, в лазерне випромінювання, становить близько 0.5%. При накачуванні за допомогою лампи-спалаху розчин барвника досить сильно нагрівається. Це призводить до утворення звинин, що погіршує оптичну якість пучка і ускладнює одномодову генерацію.

Порівняльна характеристика лазерів на барвниках, накачування яких здійснюється із застосуванням ламп-спалахів і лазерів, приведена в таблиці 8.1. Завдяки способу збудження лампою-спалахом досягається, перш за все, висока енергія лазерного випромінювання і велика середня потужність.

8.3. Збудження з допомогою лазера

При накачуванні лазерів на барвниках для застосування в спектроскопії нерідко використовують інші імпульсні або безперервні лазери. Довжина хвилі накачування оптимально обирається для збудження конкретного барвника, що дозволяє уникнути небажаного ефекту нагрівання і отримати лазерний пучок хорошої якості.

Імпульсні лазери (нс)

Як джерела накачки лазерів на барвниках часто залучають інші імпульсні лазери в ультрафіолетовій або видимій області спектра: азотний лазер (337 нм), лазер на міді (510 нм), лазер на ексимері (УФ), рубіновий лазер (694 нм) або лазер з помноженою частотою Nd: ІАГ (532 нм і 355 нм). Ці лазери накачування генерують імпульси в наносекундному діапазоні при потужностях від 1 до 100 МВт. Тривалість накачування коротше часу переходу в триплетній системі ($S_1 \rightarrow T_1$), так що тут неможлива скільки-небудь значна триплетна населеність.

Тому можуть використовуватися і такі барвники, які в силу їх короткого ($S_1 \rightarrow T_1$) часу переходу непридатні для накачування із застосуванням лампи-спалаху. Світловий імпульс довжиною 1 нс відповідає цугу хвиль в 30 см. Довжина резонатора лазера на барвнику повинна бути значно менше, щоб лазерна хвиля якомога частіше проходила через активне середовище.

При безперервних лазерах на барвниках в одномодовому режимі може бути досягнута висока стабільність частоти (від МГц до кГц) внаслідок температурної і механічної стабілізації, а також на основі активного регулювання. Особливо високі потужності в одномодовому режимі отримують за допомогою кільцевих лазерів (рис.8.4). У лінійному резонаторі утворюються стоячі хвилі, що призводить до просторової модуляції посилення. Завдяки цій просторової модуляції можлива стрибкоподібна зміна моди. У кільцевому резонаторі (рис. 8.4.) при наявності особливих оптичних елементів може бути індукована хвиля, що біжить тільки в одному напрямку хвиля. Ці елементи, що утворюють так званий оптичний діод, складаються, наприклад, з фарадеївського обертача і поляризатора. При цьому поляризоване світло може проходити тільки в одному напрямку. В протилежному напрямку втрати настільки великі, що збуджується лише одна циркулююча хвиля. Таким чином, при кільцевому лазері вдається уникнути стоячих хвиль, і всі активні молекули можуть «працювати на підсилення». В одномодовому режимі, отже, досягається до 15 разів вища потужність.

Діапазони перебудови для лазерів на барвниках при імпульсній і безперервній накачках покривають всю видиму область спектра - майже до ІЧ-зони близько 1 мкм. При накачуванні за допомогою УФ-лазерів ця зона простягається майже до ультрафіолетової області.

Великий діапазон перебудови лазерів на барвниках в силу своєї широкопсмугової флуоресценції вважається однією з головних переваг подібного виконання. Для селекції довжин волі використовуються різні конструкційні елементи, як то: ґратки, призми, фільтри і еталони. У той час як ґратки знаходять застосування, в основному, при імпульсних лазерах на барвниках, для

безперервної генерації більше підходять фільтри Лію. При цьому мова йде про подвійнозаломлюючу кристалічну платівку, встановлену в пучку під кутом Брюстера. Перебудова здійснюється за широкими діапазонами приблизно від 100 нм через обертання фільтру перпендикулярно до площини пластини. Позаду аналізатора отримують залежне від довжини хвилі пропускання, що забезпечує ширину лінії лазерного випромінювання 0.1 нм - приблизно так, як це буває при наявності ґратки. З додатковими фільтрами Лію більшої товщини або еталонами Фабрі-Перо вдається отримати ще більше звуження спектра генерації лазера. Для одномодового режиму використовують зазвичай три фільтра або, відповідно, два еталона. При безперервній перебудові одномодового лазера одночасно змінюються довжина резонатора і пропускання селективних елементів. Діапазони перебудови без стрибків моди досягаються на рівні 100 ГГц.

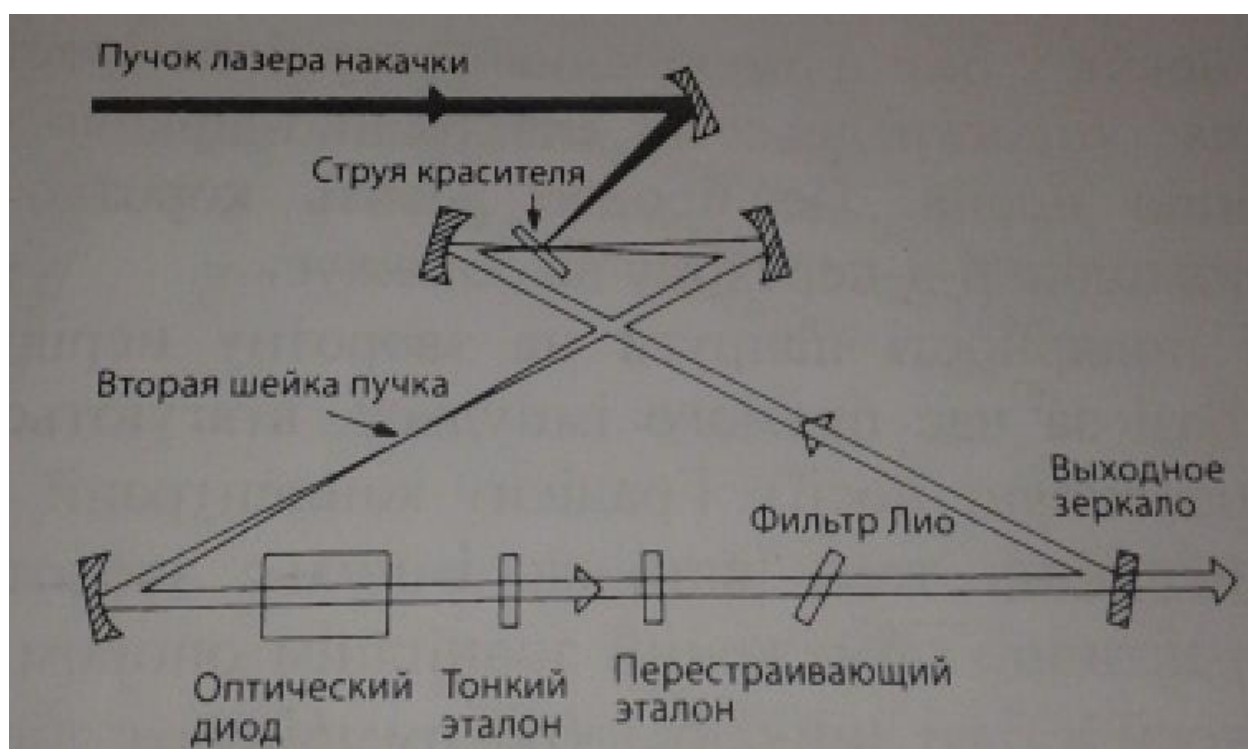


Рис. 8.4. Кільцевій лазер на барвнику для одномодової генерації.

Таблиця 8.1. Генерація надкоротких імпульсів лазерами на красителях

| Спосіб генерації | Тривалість імпульсів | Довжина цуга хвиль |
|---|----------------------|--------------------|
| Накачування імпульсним лазером | 100 | 500 000 дов. хв. |
| Синхроне накачування | пікосекунд | |
| Пасивна синхронізація мод + стискання імпульсів | 100 фемтосекунд | 50 дов. хв. |
| | 25 фемтосекунд | 12 дов. хв. |
| | 6 фемтосекунд | 3 дов. хв. |

Питання для самоперевірки

1. Які речовини використовуються в ЖОКГ?
2. Параметри рідинних ОКГ.
3. Особливості рідинних ОКГ.
4. Конструкція і принцип роботи рідинного ОКГ. Модель.
5. Принцип лазерного накачування для ЖОКГ.
6. В чому особливості рідинного лазера з двома активними речовинами?
7. Перспективи застосування ЖОКГ.

Задачі

1. Неперервний лазер на барвнику накачується аргоновим лазером (расходимість пучка 1 мрад). Випромінювання накачки фокусується лінзою $f = 5$ см в розчин барвника, що протікає зі швидкістю $v = 50$ м/с. Порівняти тривалість перебування молекул барвника у випромінюванні накачки з часом життя в триплетному стані.
2. Лазер на родаміні 6Ж (Rh6G, $\lambda = 580$ нм) накачується азотним лазером ($\lambda = 337$ нм). Якою буде величина максимально можливого ккд?
3. Які переваги має кільцевий лазер на барвнику?
4. Лазер на барвнику генерує випромінювання в діапазоні від 560 до 650 нм. Визначити мінімальну тривалість імпульсів при синхронізації мод.

Тема 9. ЛАЗЕРИ НА ЕКСИМЕРІ

«Ексімерами» називають молекули, що не мають стійкого основного стану. Цей термін був введений як скорочення від англ. *excited dimer*, що означає: двухатомна молекула, що лише на короткий час набуває «стабільності» в збудженому стані. Коли ця молекула віддає свою енергію збудження через випромінювання і тим самим повертається в основний стан, вона знову розпадається на свої два атома. Таким чином, у порівнянні зі збудженим станом, основний стан має надзвичайно короткий час життя. У лазерів на ексімері цей нестабільний основний стан одночасно є нижнім лазерним рівнем, що є досить сприятливим, з огляду на короткий час життя для перенаселеності. У лазерах використовуються, зокрема, галоїдні сполуки на інертному газі, як то: ArF^* , KrF^* , XeCl^* , XeF^* і димери інертного газу - Ar_2^* , Kr_2^* . Індекс * показує, що мова йде про молекули з електронним збудженням, що існують лише дуже короткий час в основному стані або взагалі не мають його. Інертні гази в основному стані не входять в хімічні сполуки. Тому, ще до розробки лазерів на ексімері, скрупульозно вивчалася суміш інертних газів з хімічно агресивними молекулами, галогенами в електричних розрядах, де утворювалися іони і збуджені стани. При цьому виявилось інтенсивне УФ-випромінювання, яке і стало базою для створення лазерів на ексімері. Останні здатні видавати імпульси з УФ-діапазоном вище 1 Дж, що мають велику енергією при середній потужності більше 300 Вт.

У комерційних лазерах на ексімері використовуються майже виключно галоїдні з'єднання на інертному газі з довжиною хвилі від 193 до 351 нм. Схожим чином сконструйовані і P_2 -лазери, здатні випромінювати хвилі довжиною 157 нм.

За своїм виконання лазери на ексімері порівнянні з азотними лазерами і CO_2 -лазерами атмосферного тиску з поперечною накачкою. Хоча корозійноактивні галогени застосовуються у вигляді газів, цей тип лазерів користується досить великою популярністю. В даний час це одне з найпоширеніших комерційних пристроїв в УФ-діапазоні, що має численні промислові, медичні і наукові застосування.

9.1. Енергетичні рівні

Енергетичні стани двоатомних ексимерних галогенідів інертних газів, які використовуються для генерації лазерного випромінювання, показує рис. 9.1. Там представлена енергія молекул, або потенціал в залежності від міжатомної відстані. При цьому R означає атом інертного газу, а X - атом галогену.

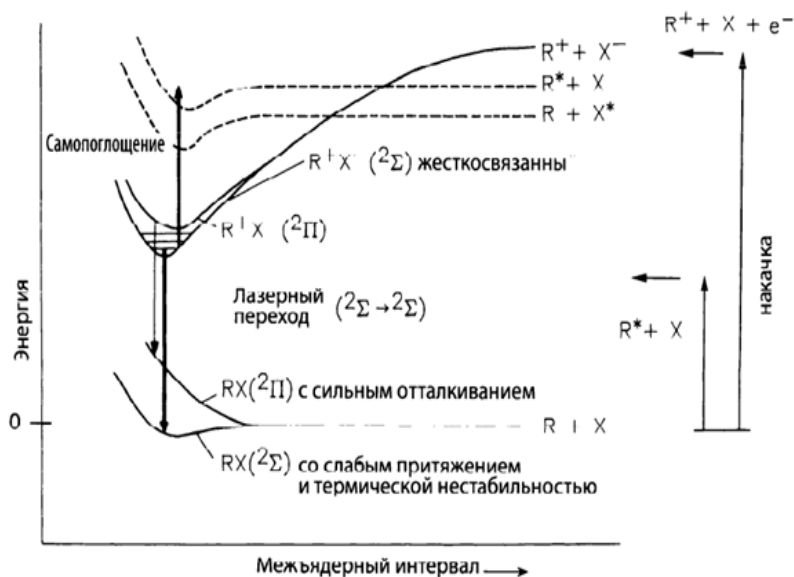


Рис. 9.1. Енергетичний стан типового ексимеру (R – інертний газ, X – галоген)

Шкала потенціалу основного стану $^2\Sigma$ дуже плоска або демонструє слабкий мінімум. Для XeCl^* глибина потенційної ями приблизно дорівнює тепловій енергії kT , так що молекули термічно нестабільні і спонтанно диссоціюють. Як видно з рис. 9.1, основний стан розщеплено на Σ і Π -рівні, причому крива Π -потенціалу показує сильне відштовхування.

Збуджені стани $^2\Sigma$ і $^2\Sigma$ у KrF^* виявляють низькі мінімуми, в яких атоми мають певний рівноважний інтервал. У цих станах молекула має сильний іонний зв'язок, так як збуджений атом інертного газу подібний до атому лугу. Тому зв'язок галогенідів інертного газу ідентичний зв'язку у галогенідів лугу, наприклад, NaCl . Позитивний іон інертного газу R^+ з'єднується з негативним іоном галогену X^- . Можливі також молекули зі слабким ковалентним зв'язком (на рис. 9.1 вони показані пунктирною лінією), що складаються, наприклад, з одного збудженого

атома інертного газу R^* і одного атома галогену в основному стані.

Ексимери утворюються в газових розрядах переважно в результаті зіткнень збуджених Kr-атомів (Kr^*) з F_2 :



При приближенні Kr^* до F_2 перший віддає один зі своїх зовнішніх електронів атому F_2 , так що утворюється F_2^- і Kr^+ . При тяжінні обох іонів атом F виштовхується з F_2^- , а Kr^+ і F^- утворюють KrF^* .

Поряд з цим починається процес рекомбінації іонів, що утворюються в газовому розряді. Для збереження імпульсу в ході цього процесу потрібен ще третій учасник реакції, відсутній в рівнянні реакції (9.2):



Тут як приклад був обраний KrF^* , але реакції для інших галогенідів інертного газу аналогічні.

Спрощена схема рівнів для KrF^* -лазера показана на рис. 9.2. Лазерне випромінювання генерується з зв'язаного збудженого стану $^2\Sigma$ (рис. 9.2). Молекула в основному стані швидко дисоціює, наприклад, протягом 1 пс, в два свої атоми, в результаті чого населеність нижнього лазерного рівня залишається практично нульовою. Це ідеальний режим генерації лазера. Для порівняння нагадаємо, що час життя на верхніх лазерних рівнях становить, наприклад, 7 нс для KrF^* і 16 нс для HeF^* .

Загалом, генерація випромінювання у лазерів в УФ-діапазоні досягається важче, ніж при довгих хвилях в ІЧ-діапазоні. Це можна пояснити тим, що коефіцієнт Ейнштейна для вимушеного випромінювання та відповідний ефективний поперечний переріз приблизно обернено пропорційні третьому ступеню частоти. До того ж нижній лазерний рівень лише слабо пов'язаний або непов'язаний зовсім. Переходи в ці стани мають широкий спектр частоти. Через це ефективний поперечний переріз для вимушеного випромінювання відносно невеликий. Атомні та молекулярні переходи мають ефективні поперечні перерізи $\sigma = 10^{-15} \div 10^{-12} \text{ см}^2$, в той час як для лазера на ексимері дійсне значення 10^{-6} см^2 . Малий ефективний

поперечний переріз для вимушеного випромінювання потребує при генерації лазерного випромінювання дуже потужної накачки. У зв'язку з цим до цього часу не вдається генерувати неперервне випромінювання за допомогою лазерів на ексимері. При великих струмах розряду, що потрібні, через короткий час виникають нестабільності розряду та інші проблеми.

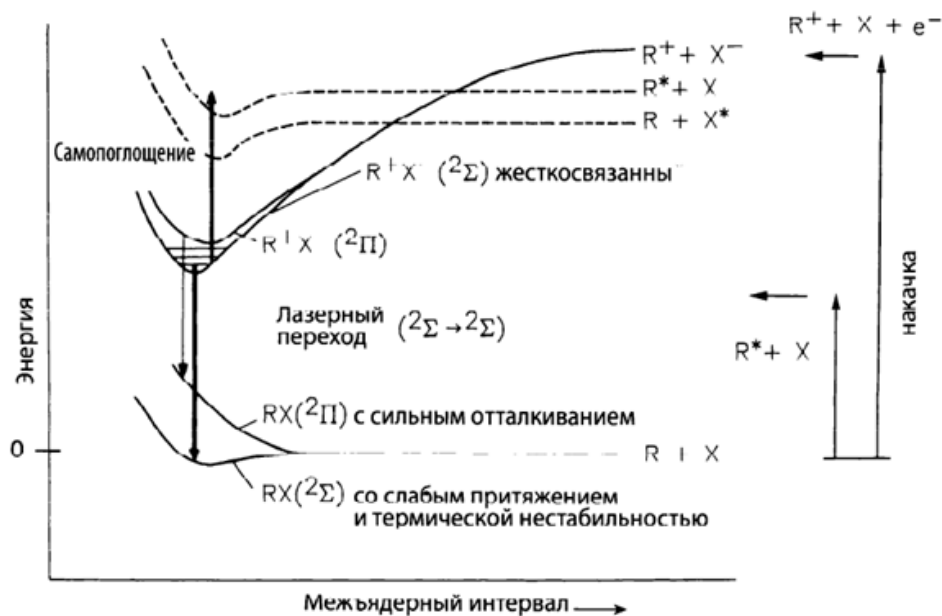


Рис. 9.2. Спрощена схема енергетичних рівнів для KrF^* лазера

9.2. Конструктивне виконання

У разі комерційних лазерів здійснюється збудження в розряді високої напруги, що проходить - через великий тиску газу - поперек лазерного пучка. Дана конструкція практично ідентична такій у азотного лазера і лазера атмосферного тиску з поперечним накачуванням (рис. 9.3). Для досягнення підсилення доводиться вдаватися до щільності електричної потужності, що дорівнює кільком МВт/1 в об'ємі газу. Отримати подібні потужності можна тільки в імпульсному режимі.

Реакція утворення (9.1) має для практичного застосування більше значення, ніж реакція (9.2). Для здійснення оберненої реакції фтор-радикала F газ обмінюється між двома імпульсами. Для цього потрібні швидкості течії в декілька десятків м/с, щоб при ширині пучка лазера від 5 мм отримати частоту порядку 1 кГц.

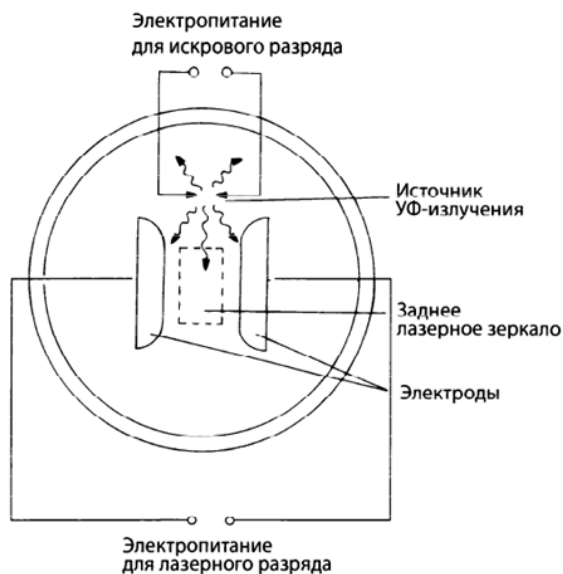


Рис. 9.3. Чертеж в розрізі: лазер поперечного накачування (азотний або на ексимері) з іскровим розрядом для УФ-передіонізації.

Тиск газу становить приблизно від 1 до 4 бар. Газова суміш містить 5-10% активного інертного газу, 0,1-0,5 % галогену (наприклад, F_2) і буферний газ (Ne чи He). Як приклад, можна назвати суміш газів для XeCl-лазера: 4-5 мбар HCl, 80 мбар Xe, 2,4 бар Ne в якості буферного газу. Для отримання однорідного розряду необхідна передіонізація з щільністю електронів $\approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Це забезпечується, наприклад, за допомогою УФ-випромінювання (100-200 нм) з додаткового іскрового або коронного розряду за допомогою рентгенівського випромінювання. При високому тиску газу однорідний розряд через кілька десятків наносекунд розпадається на статистичні розрядні канали. Тому імпульси напруги близько 50 кВ обмежуються тривалістю 10-30 нс. При великій швидкості накачування вдається домогтися високого посилення $g = (0,1-0,2) \text{ см}^{-1}$, і енергія імпульсів лазерного випромінювання досягає 4 Дж на літр газу - точно, як у CO_2 -лазера. Щільність населеності верхнього лазерного рівня становить приблизно 10^{15} см^{-3} . Коефіцієнт корисної дії подібного лазера на ексимері дорівнює 1—2 %.

Через перехід зі зв'язаного стану у вільний стан ширина спектральної полоси лазерного випромінювання доволі велика – від 1 до 2 нм. Мала тривалість імпульсів призводить до більшої кількості оптичних проходів у резонаторі. При цьому немає

ніякої конкуренції між різними прокольними модами, тобто вони проявляються незалежно одна від іншої у зоні ширини полоси підсилення – з утворенням мод від 10^5 до 10^7 . Довжина когерентності тому доволі мала – близько 0,1 мм. Профіль пучка часто прямокутний звичайно 1 см x 2 см. Якість пучка не дуже гарна, але може бути покращена за рахунок нестабільних резонаторів.

З урахуванням високого підсилення вимоги до дзеркал не надто суворі. Для виходу можна використовувати скло без покриття, з 4-відсотковим відбиттям на будь-якій поверхні. Кварцове скло відноситься до стандартних матеріалів в ультрафіолетовій області спектра. Прозорість кварцового скла розрахована на більш короткохвильову область. Крім того, фтористо-воднева кислота HF, що утворюється в розрядах, здатна викликати корозію. В силу цих причин в якості матеріалу для вікон в комерційних лазерах на ексімері використовують зазвичай MgF_2 або CaF_2 . Через сильні корозійні властивості лазерного газу дзеркальні покриття і противідбивні шари частково наносяться тільки на зовнішню поверхню вікон трубки. Така практика дозволяє, крім іншого, через певні періоди експлуатації проводити очищення внутрішніх сторін із застосуванням полірувальних паст або т. п.

Більшість комерційних лазерів на ексімері забезпечені вакуумним насосом для здійснення необхідного газообміну. Відкачені гази токсичні і не підлягають викиду в атмосферу. Гранична кількість імпульсів до необхідного нового заповнення наведено в таблиці 9.1. Як правило, лазерна голівка може експлуатуватися по черзі з різними сумішами газів, що дозволяє генерувати лазерне випромінювання в різних областях УФ-спектра. Під час роботи лазер підлягає безперервному очищенню, так як хімічно агресивні галогени утворюють з іншими речовинами молекули, які забруднюють лазерний газ. Наприклад, фтор утворює CF_4 і фреони, які можна видаляти за допомогою так званої «холодильної пастки». Далі, в імпульсному розряді утворюються аерозолі, здатні погіршити якість пучка в результаті розсіювання і пошкодити лазерні дзеркала. Аерозолі зазвичай видаляються за допомогою фільтрів, що дозволило розробляти лазери в герметичному корпусі. Агресивність галогенів, особливо в плазмовому стані, а також висока інтенсивність

УФ-випромінювання призводять до серйозних проблем з використовуваними матеріалами. Тому пасивні компоненти виготовляють з кераміки, а електроди - з нікелю або латуні, досить стійких до таких галогенів, як фтор і хлор.

Таблиця 9.1. Типові характеристики комерційних лазерів на ексимері

| Лазерный газ | | F_2^* | ArF^* | KrF^* | $XeCl^*$ | XeF^* |
|--------------------|---------------------|---------|----------|----------|------------|---------|
| λ | [нм] | 157 | 193 | 248 | 308 | 351 |
| E | [мДж] | 10 – 40 | 10 – 500 | 10 – 600 | 300 – 1000 | 400 |
| t_p | [нс] | | | 10 – 30 | | |
| частота повторення | [Гц] | 2 000 | 4 000 | 2 000 | 300 | 400 |
| P | [Вт] | 40 | 80 | 180 | 300 | 100 |
| срок служби газа | [10^6 імпульсов] | 50 | 100 | 250 | 100 | 70 |

Властивості найважливіших комерційних лазерів на ексимері наведені в таблиці 9.1. Йдеться про джерела УФ-випромінювання найвищої інтенсивності, що мають найбільше поширення. Однією з найбільш широких областей застосування є накачування лазерів на барвниках для спектроскопічних досліджень. Інші області застосування відносяться до сфер фотохімії, обробки матеріалів і медицини - зокрема, для відшарування тканин. У промисловій галузі виробництва напівпровідників вони все частіше використовуються в якості джерел світла для фотолітографії, поступово витісняючи популярні раніше ртутні лампи.

Найкоротшу довжину хвилі (157 нм) зі вказаних у таблиці 9.1 створює F_2 -лазер, який багато в чому схожий на описані лазері на ексимері. Такі лазери функціонують з наповненням 99,85% He та 0,15% F_2 . Потрібна щільність потужності в об'ємі газу приблизно в 10 разів більше, ніж у лазерів на ексимері. Це пояснюється високою енергією іонізації He та F_2 .

Імпульси з особливо великою енергією створюють лазери на ексимері з накачуванням електронними променями (рис. 9.4). Внаслідок високої напруги в вакуумі електрони доводяться майже до швидкості світла. Токи становлять кілька 10 000 А з щільністю до 500 А/см², напруга може досягати багатьох сотень кВ. Настільки високі потужності можливі тільки в імпульсному режимі. Тривалість імпульсів становить від 50 до 1000 нс. Серйозну проблему представляє доставка електронів з прискорювальної камери зі створеним в ній вакуумом в резонатор з

лазерним газом. Поділ обох зон здійснюється із застосуванням плівки товщиною 30 мкм. Вихідна енергія такого лазера на ексимері може становити кілька сотень джоулів.

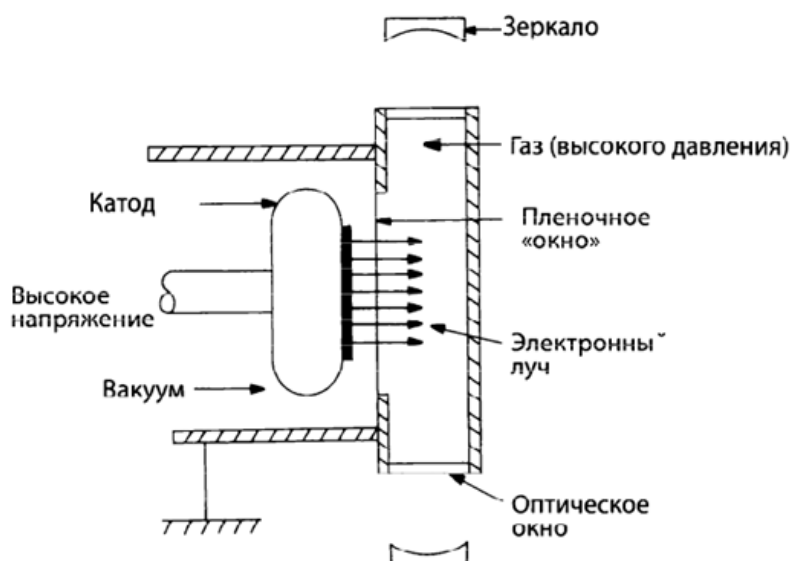


Рис.9.4. Лазер на ексимері з електронним накачуванням.

9.3. Частотна селекція для літографських лазерів

Лазери на ексимері все частіше знаходять застосування в експонуючих машинах для фотолітографії напівпровідникових структур при виготовленні інтегральних схем, мікропроцесорів і чипів пам'яті. В даний час популярні KrF-лазери з довжиною хвилі 248 нм і ArF-лазери з довжиною хвилі 193 нм. Проблемою залишається поки досить велика ширина ліній = 1 нм. При використанні лінзових оптичних систем для формування зображення ці досить широкі смуги випромінювання через хроматичні аберації можуть привести до невизначеним структурам.

С урахуванням цієї обставини, при використанні лазерів на ексимері в сфері фотолітографії нерідко звужують спектр генерації лазера. У KrF-лазера, наприклад, з відбивною ґраткою та додатковим еталоном з повітряним проміжком досягається зменшення ширини лінії до 0,3 нм. У ArF-лазера вогнута ґратка та спеціальне виконання резонатора дають ширину лінії 0,4 нм.

Завдання

9.1 Час життя на верхньому рівні азотного лазера становить 40 нс, на нижньому рівні – від 10 мкс до 10 мс. Які висновки з цього можна зробити щодо тимчасової характеристики лазерного випромінювання?

9.2 Азотний лазер довжиною 0,5 м (поперечний переріз 4х11 мм) при тиску 0,05 бар для генерації випромінювання потребує напруженості електричного поля близько 10 кВ/см. Яка величина необхідного імпульсу напруги при поздовжній та поперечній накачках?

9.3 Тривалість імпульсу лазера на ексімері становить 20 нс. Скільки оборотів робить хвиля лазерного випромінювання, що циркулює в резонаторі довжиною 1,2 м?

9.4 Обчислити мінімальний коефіцієнт відбиття лазерних дзеркал для азотного лазера довжиною 0,9 м з диференціальним посиленням $g = 25 \text{ м}^{-1}$.

9.5 Лазер на ексімері для обробки матеріалів генерує випромінювання з площею поперечного перерізу $A = 1 \text{ мм}^2$ і енергією в імпульсі $O = 50 \text{ мДж}$. На яку товщину d можливе знімання матеріалу ($\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$)? Зробіть спрощені припущення (теплота випаровування $L = 2200 \text{ кДж / кг}$).

Тема 10. РЕЗОНАТОРИ

10.1. Призначення резонаторів. Моди коливань

Отримання інверсії населеності в активній речовині внаслідок якого-небудь збудження є необхідними умовами, але також недоліком для роботи лазера. Вимушене випромінювання хаотично поширюється в усіх напрямках. Це не дає можливості отримати високонапрявлене когерентне випромінювання. Тому необхідно помістити АР в резонатор. Основним призначенням оптичного резонатора ОКГ є створення умов, при яких виникає внутрішньо індуковане випромінювання багаторазово проходить через активне середовище. Іншими словами, завданням резонатора є здійснення зворотного позитивного зв'язку за рахунок повернення деякої частини випромінювання, що поширюється між відбиваючими дзеркалами назад в активне середовище. Активне середовище знаходиться в нерівноважному стані і здатне підсилювати випромінювання, що проходить через нього. Однак, якби випромінювання проходило через активне середовище один раз, то потужність випромінювання була б невеликою. Резонатор забезпечує багатократне віддзеркалення електромагнітної хвилі, що еквівалентно збільшенню довжини АР. Тобто резонатор забезпечує функції зворотного зв'язку між входом і виходом АР, завдяки чому і виникає режим генерації. Резонатор в значній мірі забезпечує основні властивості випромінювання, що виходить: монохроматичність, когерентність, спрямованість і потужність.

Відомо, що об'ємні резонатори радіодіапазону мають характерні розміри порядку робочої довжини хвиль. Тому в оптичному і інфрачервоному діапазонах не можна користуватися резонаторами, аналогічно резонаторам СВЧ, бо їх розміри будуть занадто малі і мала добротність. Тому необхідні резонатори, розміри яких більше в порівнянні з довжиною хвилі випромінювання, внаслідок чого використовуються більш високі типи власних коливань. А.М. Прохоров запропонував використовувати відкритий резонатор - резонатор Фабрі-Перо. Він складається з 2-х плоских паралельних дзеркал, розташованих на деякій відстані

одне від одного перпендикулярно до осі, що з'єднує дзеркала. Резонатор називається відкритим, бо у нього немає бічної поверхні. Власні коливання відкритого резонатора називаються модами (Рис.10.1).

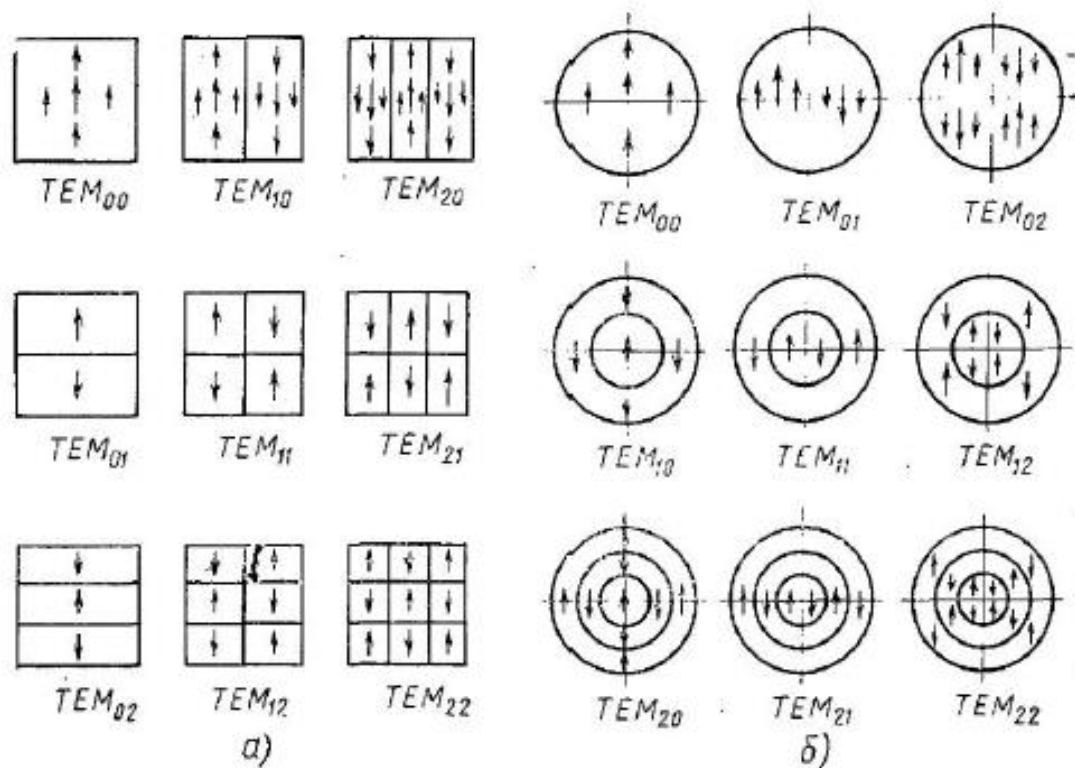


Рис.10.1 Структура електричного поля найпростіших типів коливань:

а) – для квадратних дзеркал: б) – для круглих дзеркал

Їх можна розглядати як результат інтерференції плоских хвиль, що поширюються від одного дзеркала до іншого. В результаті у відкритому резонаторі утворюються стоячі хвилі. При хвилях, що розповсюджуються вздовж осі резонатора (осі Z), для утворення стоячої хвилі необхідно щоб між дзеркалами вкладалося ціле число півхвиль.

Ця умова запишеться у вигляді

$$L = q \frac{\lambda}{2},$$

де λ – довжина хвилі; L – відстань між дзеркалами.

Власна частота такої стоячої хвилі дорівнює

$$V_q = \frac{c}{\lambda} = \frac{cq}{2L}$$

Ця формула справедлива для полого резонатора. Якщо резонатор заповнений середовищем з показником заломлення n , то власна частота стоячій хвилі

$$V_q = \frac{cq}{2Ln}.$$

Тепер визначимо відстань по частоті ΔV між сусідніми стоячими хвилями (q - відрізняється на 1):

$$\Delta V = V_q - V_{q-1} = \frac{cq}{2L} - \frac{c(q-1)}{2L} = \frac{c}{2L}.$$

Стоячі хвилі, що поширюються уздовж осі резонатора, називають поздовжніми або аксіальними типами коливань. Проведемо деякі оцінки. Нехай $L = 10$ см, $\lambda = 0,6$ мкм. Тоді $q \approx 3 \cdot 10^5$. Таким чином кількість півхвиль, що укладаються на довжині відкритого резонатора, величезне $10^5 \div 10^6$. Для об'ємних резонаторів радіодіапазону робочих типів коливань q порядку одиниць (1, 2, 3 ...).

Відстань по частоті між сусідніми типами коливань відкритого резонатора при $L=10$ см $\Delta V=1.5 \cdot 10^9$ Гц. Однак в залежності від відстані між дзеркалами ΔV може сильно змінюватись, так як для напівпровідникових діодів L становить частки мм, а для газових може вимірюватися в метрах.

Стоячі хвилі можуть утворюватися також при додаванні плоских хвиль, що поширюються під деяким кутом до осі резонатора. Якщо хвиля поширюється під кутом θ до осі резонатора, то для неї умова створення стоячої хвилі має вигляд:

$$L \cos \theta = q \frac{\lambda}{2}$$

звідси власна частота стоячої хвилі

$$V_q = \frac{c}{\lambda} = \frac{cq}{2L \cos \theta}$$

причому кут θ може приймати будь-які значення

Стоячі хвилі, що утворюються при додаванні плоских хвиль, що поширюються під кутом до осі резонатора, називаються поперечними або кутовими типами коливань.

До сих пір ми розглядали двовимірну задачу, а дзеркала відкритого резонатора вважалися нескінченно протяжними. Тепер будемо розглядати тривимірну задачу, вважаючи, що дзеркала мають кінцеві розміри і прямокутну форму. Припустимо

резонатор закритим, тобто введемо в резонатор крім дзеркал стінки, що ідеально проводять (рис. 10.2).

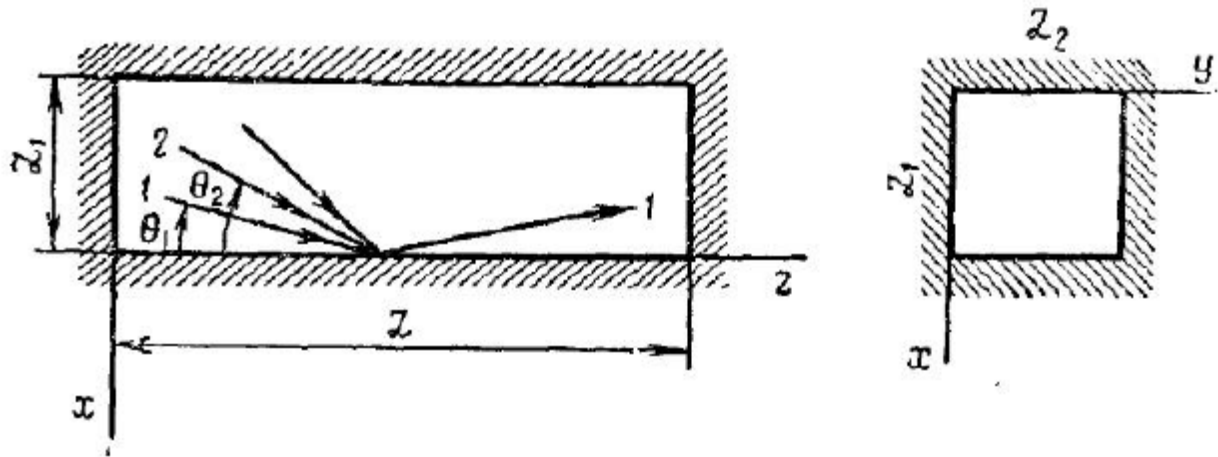


Рис.10.2. Розріз резонатора з ідеально з провідними бічними стінками.

Рішення для поля такого звичайного об'ємного резонатора прямокутного перерізу відомо. Для довжини хвилі власних типів коливань маємо:

$$\frac{1}{\lambda_{mnq}} = \sqrt{\left(\frac{m}{2L_1}\right)^2 + \left(\frac{n}{2L_2}\right)^2 + \left(\frac{q}{2L}\right)^2}$$

L_1 і L_2 - довжини сторін дзеркал, а m і n - цілі числа, що визначають кількість півхвиль, що укладаються уздовж сторін довжинами L_1 і L_2 . В теорії відкритих резонаторів типи коливань прийнято позначати TEM_{mnq} і ділити їх на поздовжні і поперечні.

Часто в позначеннях типів коливань q опускається і типи коливань позначаються TEM_{mn} . Це пов'язано з тим, що для відкритих резонаторів число q дуже велике в порівнянні з числами m і n . Різниця частот між сусідніми типами коливань, у яких число q відрізняється на одиницю, дуже мала в порівнянні з самими частотами.

Кожен поперечний тип коливань характеризується певною структурою поля в поперечному перерізі резонатора і визначається заданням чисел m і n . Для резонатора з дзеркалами прямокутної форми m - характеризує число змін напрямку поля уздовж осі X , а n - уздовж осі Y . Для круглих дзеркал m характеризує число

змін напрямку поля по радіусу, а n - по азимуту. Кожному поперечному типу коливань відповідає безліч поздовжніх типів коливань, що розрізняються значенням числа q . Розподіл поля поперечних типів коливань на дзеркалах не є однорідним, а спадає до нуля на краях дзеркала. Крім певної структури поля кожен тип коливань характеризується загасанням. Якщо розглядати відкритий резонатор, то з'являються дифракційні втрати на краях дзеркал.

Розрахунки показують, що:

- для поздовжніх типів коливань амплітуда поля сильно зменшується до країв дзеркал. Тому дифракційні втрати менше втрат на відбиття;
- для поперечних типів коливань дифракційні втрати більше і зростають зі збільшенням індексів коливань m і n . Структура діелектричного поля найпростіших типів коливань для квадратних і круглих дзеркал при різних m і n змінює вигляд.

ТЕМ зазвичай позначаються типи коливань, у яких діелектричні поля мають чисто поперечні складові. Але тому що m і n значно менше q , то електромагнітні поля цих типів коливань мають дуже малі поздовжні складові. Практично вони часто поперечні. Саме тому позначення типів коливань відкритого резонатора як чисто поперечних ТЕМ є цілком розумним (рис.10.2).

10.2. Добротність резонатора. Види втрат

Резонатор не може зберігати накопичену енергію невизначено довго, тому що при відбитті від дзеркал електромагнітної хвилі, енергія частково втрачається внаслідок поглинання відбивними покриттями і дзеркалами світла, необхідного для виведення випромінювання. Часто енергія втрачається через дифракції на краях дзеркал. Тому Q - добротність типу коливань резонатора, $U_{Т.К.}$ – енергія, запасена в типі коливань. ω – власна частота. Тоді $U_{Т.К.}^0$ – початкова енергія, запасена в типі коливань.

$$U_{Т.К.} = U_{Т.К.}^0 \cdot \exp\left(-\frac{\omega}{Q} t\right)$$

Зміна енергії за час dt дорівнює:

$$dU_{T.K.} = -U_{T.K.} \frac{\omega}{Q} dt$$

Дзеркала мають відбиття $r^{отр}$, коефіцієнт пропускання $(1-r^{отр})$.

Енергія $dU_{T.K.}$, що втрачається типом коливань за інтервал часу dt за рахунок пропускання дзеркал, дорівнює:

$$dU_{T.K.} = -\frac{U_{T.K.}(1-r^{отр})c}{L} dt$$

Тоді:

$$Q = \frac{L\omega}{c(1-r^{отр})} = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r^{отр})}$$

Оцінимо величину добротності типів коливань відкритого резонатора. Нехай $\alpha=10\text{см}$, $\lambda=0,6\text{мкм}$, $r^{отр}=0,9$, тоді $Q=10^7$. Це набагато вище добротності для резонаторів для радіодіапазону.

Неоднорідність середовища, шорсткість, непаралельність дзеркал погіршують добротність резонатора. Таким чином, для виконання умов самозбудження ОКГ до відкритого резонатора пред'являються наступні основні вимоги:

- дзеркала резонатора повинні мати високий коефіцієнт відбиття;
- структура дзеркала повинна бути достатньою для забезпечення мінімальних втрат на дифракцію ($N > 50$);
- дзеркала повинні юстуватись з точністю до декількох кутових секунд;
- конструкції, що несуть дзеркала, повинні забезпечувати достатню металеву міцність і температурну стабільність;
- дзеркала повинні поліруватися для отримання площинності або сферичності $\approx 0,005\lambda$. Відмітною рисою відкритих резонаторів є те, що в них зазвичай порушується багато типів коливань. Ми оцінюємо відстань по частоті між сусідніми поздовжніми типами коливань. Для резонатора довжиною $\lambda=10\text{см}$ $\Delta V=1.5 \cdot 10^9 \text{Гц}$. Ширина лінії люмінесценції робочої речовини зазвичай значно більше. Так для рубіна вона становить $3,3 \cdot 10^{11} \text{Гц}$. Таким чином, в межах цієї ширини укладається ≈ 200 типів поздовжніх типів коливань. Між поздовжніми типами коливань розташовується безліч поперечних. На рис.10.3 показано співвідношення між

спектральною лінією люмінесценції і спектром поздовжніх типів коливань відкритого резонатора.

Слід зазначити, що при роботі лазера збуджуються не все поздовжні і поперечні типи коливань, які потрапляють в ширину лінії люмінесценції. Це залежить від умов накачування і інших чинників.

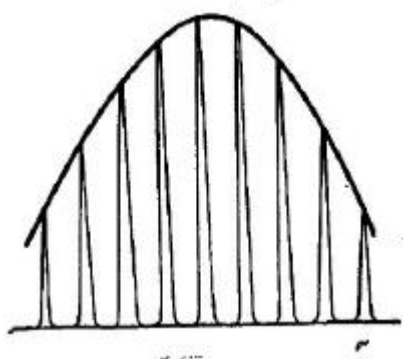


Рис.10.3. Спектральна лінія люмінесценції і спектр продольних типів коливань відкритого резонатора.

10.3. Типи резонаторів

Найпростішим і найбільш поширеним резонатором ОКГ є конфокальний резонатор (Фабрі-Перо) (рис.10.4).

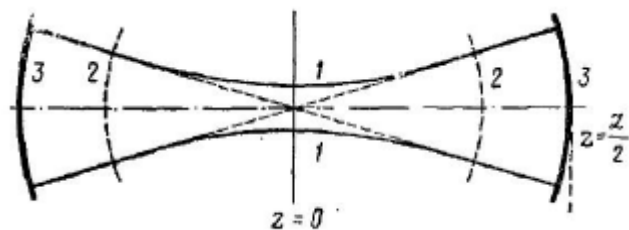


Рис.10.4. Розтин конфокального резонатора: 1 – слід каустичної поверхні; 2 – слід поверхонь рівної фази; 3 – дзеркала.

Пластини резонатора розташовані на відстані L . Як відбивні дзеркала використовуються зазвичай багатошарові діелектричні плівки, що складаються з 13-23 шарів нанесених на кварцову або скляну підкладку. Коефіцієнт відбиття діелектрика покриттів великий – 0,999. Дзеркала кріпляться гвинтами, що

забезпечують установку дзеркал паралельно одне одному з високою точністю.

Іншим різновидом є резонатор, утворений двома сферичними дзеркалами з рівною кривизною. Фокуси дзеркал збігаються.

Можливе застосування плоского і сферичного дзеркала. Радіус кривизни сферичного дзеркала зазвичай дорівнює відстані між дзеркалами. Такий резонатор називають напівконцентричним. Кільцевий резонатор складається з системи дзеркал, так що забезпечується циркуляція променя по замкнутому колу. Іноді одне або два дзеркала замінюють призми повного внутрішнього відбиття. Такий резонатор називають призмовим.

10.4. Внутрішні типи коливань

Ми розглядали порожній відчинений резонатор, хоча резонатор частково або повністю заповнюється активним середовищем з деякими показниками заломлення. Це призводить до істотної зміни спектра власних частот і власних типів коливань резонатора. Нехай маємо АР в резонаторі з плоскими дзеркалами. На рис.10.5 показано поширення плоскої хвилі вздовж активного стрижня. При цьому вона відбивається від бічних стінок стрижня. Очевидно, у міру збільшення кута θ , під яким хвиля падає на бічну поверхню, настане момент, коли хвиля цілком відбивається від правого торця і не виходить назовні. Це буде тоді, коли кут між падаючою хвилею і нормаллю до торця стане більше вже повного внутрішнього відбиття або якщо:

$$\sin\theta > \sin\theta_{min} = \frac{1}{n_2}$$

n_2 – показник заломлення стрижня АР.

Або хвиля може виходити через бічну поверхню стрижня і не зможе поширюватися уздовж стрижня. Це буде при:

$$\sin\theta > \sin\theta_{max} = \sqrt{1 - \frac{1}{(n_2)^2}}$$

Таким чином типи коливань, утворені в стрижні плоскими хвилями,

утворюють внутрішні типи коливань, які є шкідливими. Вони відбирають енергію активних частинок і витрачають її на нагрівання АР. Тому слід вживати заходів для знищення внутрішніх коливань. Найпростіший шлях - це матування бічної поверхні зразка, що приводить до загасання внутрішніх типів коливань.

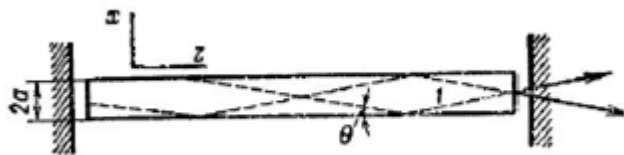


Рис. 10.5. Розповсюдження внутрішніх типів коливань в заповненому резонаторі.

10.5. Селекція видів коливань

В резонаторах ОКГ може збуджуватися одночасно велика кількість різних типів коливань, що відрізняються один від одного по частоті і амплітуді. Це погіршує спектральну частоту і когерентність випромінювання, збільшує розбіжність променя. Погіршення технічних параметрів ОКГ викликає відповідно погіршення тактико-технічних даних систем, що використовують ОКГ.

- збільшення коефіцієнта шуму і зменшення дальності дії систем передачі інформації;
- зменшення точності систем, що використовують кільцеві ОКГ для визначення кутової швидкості обертання і т.д.

Тому виникає завдання в пригальмовуванні небажаних типів коливань - селекція. Розрізняють селекцію поперечних видів коливань і поздовжніх. Поперечні види коливань пригальмовуються за допомогою діафрагми, розміщеної всередині резонатора між АР і одним з дзеркал. Інший шлях - рознесення дзеркал резонатора на значну відстань. Однак це збільшує габарити. Поперечні типи коливань можуть селекувати за допомогою призматичних відбивачів, за допомогою різних опуклих дзеркал. Похилі промені залишають резонатор, відбиваючись від опуклої поверхні сферичного дзеркала.

Селекція позовжніх типів коливань

Одним з найпростіших методів селекції позовжніх типів коливань є різне посилення активним середовищем компонентів з різними частотами.

Умова самозбудження легше досягається для ТЕМ₀₀₀. Потужність коливань цього типу менше, ніж в багатомодовому режимі. Генерація на одній частоті може бути досягнута за рахунок вибору відповідної довжини резонатора - складений резонатор. Ідея цього методу проста. Складений резонатор утворений трьома плоскими дзеркалами 1, 2, 3.

Для позовжніх типів коливань, що виникають між дзеркалами 1, 2 відстань по частоті складає:

$$\Delta V_{12} = \frac{c}{2L}$$

У резонаторі 2,3 можуть виникати коливання з відстанями по частоті

$$\Delta V_{23} = \frac{c}{2L_2}$$

Важливо щоб $L_1 \neq L_2$. Тоді відстань між власними коливаннями резонатора 1-2, 2-3 будуть різними. Тільки ті позовжні типи коливань, для яких власні частоти в таких частинах складеного резонатора збігаються, будуть власними коливаннями складеного резонатора 1-3. В результаті його спектр буде теж розрідженим. Крім зміни параметрів резонатора і коефіцієнта посилення активного середовища для селекції позовжніх видів коливань використовують додаткові пристрої, розташовані всередині або поза резонатором і змінюють його резонансні характеристики. Поглинаючі плівки, похилі прозорі пластини невеликої товщини з нанесеними на них частково відбиваючими покриттями, фактично це фільтри, що вирізують вузьку смугу частот.

Основним критерієм для вибору того чи іншого резонатора і селектуючих елементів є співвідношення між посиленням активного середовища і втратами для типів коливань, що виділяються і пригальмовуються. Через те, що посилення активного середовища повинно бути більше втрат для типу коливань, який виділяється і менше втрат для типу коливань, які пригальмовуються.

На рис. 10.6. Зображені основні типи селекції мод.

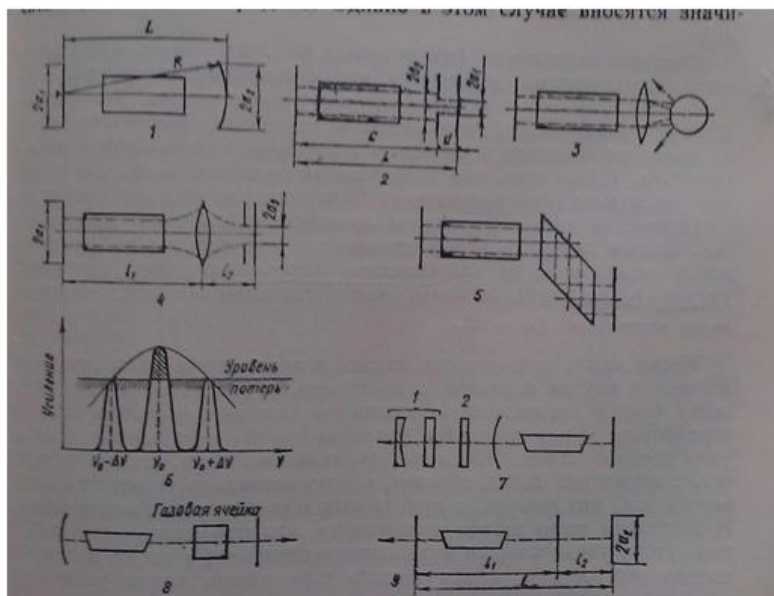


Рис.10.6. Основні типи селекції мод.

ЛІТЕРАТУРА

1. Байбородин Ю. В. Основы лазерной техники. - К.: Высш. шк., 1981. - с. 408.
2. Байбородин Ю.В. Введение в лазерную технику. - К.: Техника, 1977. - с. 420.
3. Байбородин Ю.В., Криксунов Л.В., Литвиненко О.Н. Справочник лазерной техники. -К.: Техника, 1978. - с. 512.
4. Методичні вказівки до лабораторних робіт за курсом "Квантові прилади" /Уклад. О.М. Бевза, Л.Н. Шмирьова. - Київ, КПІ, 2016.
5. Маленькая энциклопедия. Физика микромира. - М.: Сов. Энци. 1980 - с. 528.
6. Справочник по лазерам. Т. 141 /Под ред. Прохорова. - М.: Сов. радио, 1978. - с. 504, 400.
7. Ластов З.Г., Лагапин Г.М., Квантовая электроника. - М.: Воениздат, 1972.-с. 331.
8. Ющенко Е.Ф., Климков Ю.М. Оптические квантовые генераторы. -М.: Сов. радио, 1968.
9. Билостоцкий Б.Р. и др. Основы лазерной технки. - М.: Сов. радио, 1972.
10. Аллен Д., Джонс Д. Основы физики газовых лазеров. - М.: Наука, 1970.
11. Батраков А.С. Квантовые приборы. – М.: Энергия, 1972.
12. Рябцев Н.Г., Материалы квантовой электроники. - М.: Сов. радио, 1972.

13. Страховский Т.М., Успенский А.У. Основы квантовой электроники. -М.: Высш. шк., 1973. - с. 311.
14. Карлов Н.В. Лекции з квантовой электроники. - М.: Наука, 1983. - с. 316.
15. Пахомов И.И., Рожков О.В., Рождествин В.Н. Оптико-электронные квантовые приборы. - М.: Радио и связь, 1982, - с. 456.
16. Пыхтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. -М.: Высш. шк., 1983.
17. Богданкевич О.В. и др. Полупроводниковые лазеры. - М.: Наука, 1976. - с. 415.
18. Шефер Ф.П. Лазеры на красителях. - М.: Мир, 1976. - с. 306.
19. Кейси Х., Панин М. Лазеры на гетероструктурах. - М.: Мир, 1981.
20. Дудкин В.И. Квантовая электроника. Приборы и применение., М. 2006.
21. Рябов С.Г. Приборы квантовой электроники, Радиосвязь, 1985.
22. Лосев С.А. Газоразрядные лазеры, М., Наука,1977, 335 с.
23. М. Янг Оптика и лазеры, М., Мир, 2005, с.538.